ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 9, 2. HEFT
MIT 43 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 2. FEBRUAR 1956)

UNITED STATES AIR FORCE
CAMBRIDGE RESEARCH CENTER
TECHNICAL LIBRARY

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1956

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band 9 **Inhaltsverzeichnis** Heft 2

Seite

Gleeson, Th. A. A Comparison of Cyclone Frequencies in the North Atlantic and Mediterranean Regions. (With 3 figures) 185

Rosenthal, St. L. and Th. A. Gleeson. Sea-Level Anticyclogenesis Affecting Mediterranean Weather. (With 7 figures) 191

Neumann, J. Estimating the Amount of Dewfall 197

Schumann, G. Untersuchung der Radioaktivität der Atmosphäre mit der Filtermethode. (Mit 7 Textabbildungen) 204

Rau, W. Eine vereinfachte Ausführungsweise der VITTORI-Methode zum Nachweis von Chloridteilchen im Aerosol und die Bestimmung der Teilchengröße. (Mit 6 Textabbildungen) 224

Gnam, G. und F. Wolf. Quantitatives zur Elektrizitätserzeugung durch den Wasserfalleffekt auf Eis. (Mit 3 Textabbildungen) 232

Wolf, F. Zum Anteil des Faraday-Sohncke-Effekts am Zustandekommen der Gewitterelektrizität. (Mit 4 Textabbildungen) 242

Kletter, L. Praktische Erfahrungen mit einer neuen Methode zur Ausarbeitung mittelfristiger Wetterprognosen. (Mit 13 Textabbildungen). 264

Buchbesprechungen 294

Saucier, W. J., Principles of Meteorological Analysis. (F. Steinhauser). — Grünewald, G., Allgemeine Betrachtungen über die mitteltroposphärische Zirkulation der Nordhemisphäre im Hinblick auf europäische Witterungsumstellungen. (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 29). (F. Steinhauser). — Teich, M., Beitrag zum Problem der allgemeinen Zirkulation, insbesondere der mitteltroposphärischen Hochdruckgebiete der nördlichen Nordhemisphäre. (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 36). (F. Steinhauser). — Sawyer, J. S., Day-to Day Variations in the Tropopause. (Geophysical Memoirs: No. 92). (F. Steinhauser). — Durst, C. S., Variation of Wind with Time and Distance. (Geophysical Memoirs: No. 93). (F. Steinhauser). — Batchelor, G. K., The Theory of Homogenous Turbulence. (Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics). (H. Reuter). — Kotschin, N. J., I. A. Kibel und N. W. Rose, Theoretische Hydromechanik, Band II. (F. Steinhauser). — Meteors. Proceedings of a Symposium of Meteor Physics. Herausgegeben von T. R. Kaiser. ("Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics": Special Supplement, Band II). (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

UNITED STATES AIR FORCE
CAMBRIDGE RESEARCH CENTER
TECHNICAL LIBRARY

551.515.13 (261 : 262)

(Florida State University, Department of Meteorology, Tallahassee, Florida)

A Comparison of Cyclone Frequencies in the North Atlantic and Mediterranean Regions

By

Thomas A. Gleeson[1]

With 3 Figures

Abstract. In a previous comparison of cyclogenetic frequencies in the Mediterranean region and the Atlantic coastal region of North America, it was found that months of maximum frequency in one region coincided with months of minimum frequency in the other region during winters of the period 1929—1939. A possible physical relationship suggested by this result is used to formulate an hypothesis relating cyclone frequencies in both regions. Data from the same ten-year period are used to test this hypothesis. The physical basis for the hypothesis receives partial support, but the hypothesis itself is not supported by the evidence.

Zusammenfassung. In einer früheren Vergleichung der Zyklogenese-Frequenzen im Mittelmeergebiet und an der Atlantikküste Nordamerikas wurde festgestellt, daß in den Wintern der Periode 1929—1939 Monate mit Maximalfrequenz in einem Gebiet identisch waren mit Monaten minimaler Frequenz im andern. Eine denkbare physikalische Beziehung, die durch dieses Ergebnis nahegelegt wird, wird benützt, um eine Hypothese zur Verknüpfung der Zyklonfrequenzen in beiden Gebieten aufzustellen. Die Daten aus derselben zehnjährigen Periode werden zur Prüfung dieser Hypothese benützt; die physikalische Ausgangsüberlegung für die Hypothese wird dadurch teilweise gestützt, doch erhält die Hypothese selbst aus dem Zahlenmaterial keine Beweise.

Résumé. Dans une précédente comparaison de la région méditerranéenne et de la côte atlantique de l'Amérique du Nord, l'auteur avait constaté que pendant les hivers 1929—1939 les mois ayant présenté une fréquence maximum de la cyclogénèse dans l'un des deux domaines avaient correspondu à des mois de fréquence minimum dans l'autre. Il utilise une relation suggérée par ces faits pour établir une hypothèse qui rende compte des liens de fréquence cyclogénétique constatés et que les observations de la même période décennale permettent de contrôler. Les fondements théoriques de cette hypothèse se vérifient partiellement, sans qu'une preuve de véracité puisse être établie.

[1] This research has been made possible through support and sponsorship extended by the Geophysics Research Directorate of the U. S. Air Force Cambridge Research Center, under contract No. AF19(122)-466.

I. Introduction

A comparison has been made [*1*] of the results of two statistical studies of cyclogenesis; one for the Atlantic coastal region of North America [*2*], and the other for the Mediterranean region [*1*]. An interesting feature of this comparison is that cyclogenetic frequencies in one region appear to be inversely related to those of the other. The purpose of this article is to investigate a possible physical basis for this apparent relationship.

II. Comparison of frequencies

Fig. 1 shows the boundaries of the Atlantic coastal region and the Mediterranean region used in the original studies. Fig. 2 shows the average number of cases of type A cyclogenesis[2] per month in the Atlantic coastal

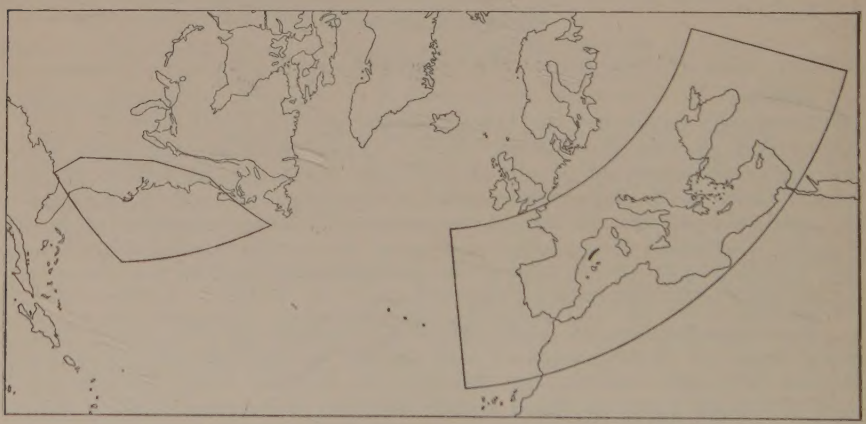

Fig. 1. Boundaries of Mediterranean region and east coastal region of North America

region (solid curve) and the Mediterranean region (dashed curve) during the ten-year period 1929 to 1939.

It will be noted from fig. 2 that maximum frequencies occur in one region when minimum frequencies occur in the other. In spite of the facts that the frequencies do not vary greatly from month to month, and that not all cases of cyclogenesis during the period of study in the

[2] According to MILLER [*2*], "Type A appears as a cyclone wave along the front of a cold outbreak. This type of cyclogenesis is not peculiar to the Atlantic coastal region or even to east coasts in general." He lists characteristic features of the surface weather map during type A cyclogenesis in the Atlantic coastal region, which are physically similar to characteristics that were employed for the Mediterranean region. In the latter region however, a cyclone that may have formed immediately to the rear of a cold front but was analyzed in historical weather maps to be a wave-type cyclone, was included in type A.

two regions are represented, it appears that a physical relationship between the curves is possible. An hypothesis that would account for such a relationship is presented and tested in the next section.

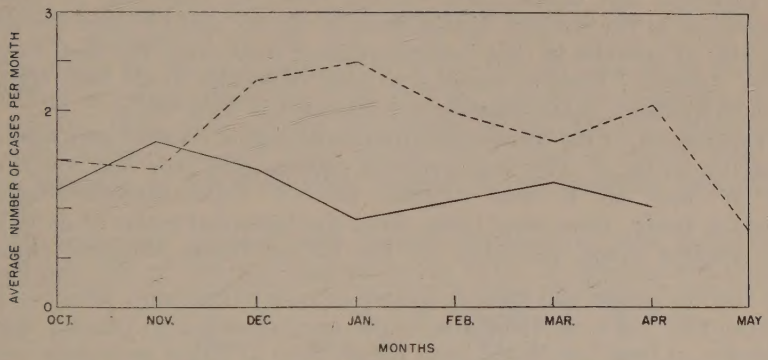

Fig. 2. Average number of cases of type-A cyclogenesis per month in Mediterranean region (dashed line) and east coastal region of North America (solid line), 1929—1939

III. Hypothesis

NAMIAS[3] suggested the following explanation of the observed frequencies. Suppose that a cyclone, originating along the east coast of North America, should develop and move to the vicinity of Iceland. There, it probably would be associated with an upper level trough dominating the mid-Atlantic region and providing southwesterly flow over the western Mediterranean area. In the latter area, cyclogenesis is more frequent when a northwesterly flow exists, and is less likely when a southwesterly flow is present [*1*]. Thus, during a period of frequent cyclogenesis along the east of North America, cyclogenesis in the western Mediterranean region might be infrequent, but might become more frequent when the frequency decreased at the North American coast. Because a very large majority of the cases of cyclogenesis in the Mediterranean region occurred in the western half [*1*], the apparent relationship between the curves of fig. 2 might be explained in this manner.

This reasoning may be extended to include cyclone frequencies in general. This is suggested by synoptic experience which indicates that cyclones in the western Mediterranean region are more common with northwesterly flow than with southwesterly flow into the region at upper levels, as might be expected. Therefore the following hypothesis was proposed to be tested in the present study. *The frequency of cyclone passages eastward from the Atlantic coastal region of North America is inversely related (with a time lag) to the frequency of cyclone occurrences in the western Mediterranean region.*

At first, it might appear that the simplest way to verify this statement would be to compare the frequencies in the two regions. However, be-

[3] Verbal communication by JEROME NAMIAS of the United States Weather Bureau.

cause of the uncertainty of the time lag, a clear-cut comparison would not necessarily be realized. Instead, it was decided to seek answers to the questions: (1) is there a region near Iceland where cyclone frequencies are inversely and significantly related (with no time lag) to cyclone frequencies in the western Mediterranean region, and (2) does the great majority of cyclones in that Icelandic region come from the east coast of North America? Positive answers to both questions would lend support to the hypothesis. Each question is considered in turn below.

Boundaries for the western Mediterranean region (WMR) were selected, as shown in fig. 3. The area between equator and pole and longitudes 100° W and 40° E was divided into 5 degree-latitude-longitude areas for study. Data were taken from the historical series of daily surface weather maps, published by the United States Weather Bureau

Fig. 3. Boundaries of western Mediterranean region and Atlantic region south of Iceland. Meridians are shown at 100° W and 70° W

for the months December to February, 1929 to 1939 inclusive. For each area (exclusive of the WMR) during this period of study, a ratio was formed of the number of days when a cyclone center was in that area but none was present in the WMR, to the number of days when a cyclone center was in that area and at least one cyclone center could be found in the WMR. For the WMR, a ratio was formed of the number of days when no cyclone center was present there to the number of days when at least one cyclone center was found there. (To eliminate weak cases, only those cyclones were considered whose estimated central pressures ≤ 1005 mb, and that had at least two closed 5 mb-isobars. Henceforth these will be referred to as *strong cyclones*.) If the ratio computed for a given 5° area were to exceed the ratio computed for the WMR, this would suggest an inverse relationship between cyclone frequencies in both areas.

Of the 902 days during the period of study, at least one cyclone was present in the WMR on each of 124 days. The ratio for the WMR, there-

fore, became $\frac{902-124}{124} = 6.3$. Then it was possible to define a large region south of Iceland in which 5° areas had ratios greater than 6.3. Boundaries[4] for this Atlantic region (AR) are shown by solid lines in fig. 3. For the AR as a whole, the computed ratio is 18.4. Of the total number of days that cyclone centers were present in the AR, 64.3 per cent are represented by the area north of 50°N (upper dashed line), 10.3 per cent by the area south of 45° N (continuous area whose northern boundary is lower dashed line), and 25.4 per cent by the remaining area. It appears, then, that cyclone frequencies in the AR and WMR were inversely related to each other during the period of study, with the great majority of AR frequencies confined to the northern part of the region.

To determine whether this inverse relationship was statistically significant, the χ^2 test was applied to the data. A *sequence* was defined as a series of consecutive days on which at least one strong cyclone was always present in a given region (either the WMR or AR). The days on which sequences began in each region were noted and used to construct a tetrachoric table. Table 1 shows that there were 19 days on which sequences began in both regions simultaneously, 58 days on which sequences began in the WMR but not in the AR, and so forth. Figures in parentheses represent frequencies to be expected on a chance basis. Comparison of these values indicates that a sequence began in one region but not in the other with more than chance frequency. The χ^2 test shows that the inverse relationship was significant at the one per cent level. (The tetrachoric correlation between the two frequencies is —0.33, with a standard error of 0.09.)

The next question to consider is whether or not the cyclone frequency in the AR was largely determined by the frequency of cyclone passages eastward from the North American coastal region. The meridian at 70°W (shown in fig. 3) was selected somewhat arbitrarily as a basis for determining the latter frequency. For the same period of study, separate counts were made of (1) the strong AR cyclones that originated west of this meridian, (2) the cyclones that crossed the meridian going eastward but missed the AR or else entered the AR as weak[5] systems, and (3) the

Table 1. *Observed and chance frequencies of days on which sequences begin and do not begin in the Atlantic and western Mediterranean regions*

		Sequence begins in Atlantic region		
		Yes	No	Total
Sequence begins in western Mediterranean region	Yes	19 (30.7)	58 (46.3)	77
	No	134 (122.3)	173 (184.7)	307
	Total	153	231	384

[4] Slightly different boundaries could have been drawn, but the difference would not have been significant for the present purpose.

[5] Central pressure > 1005 mb and/or less than two 5 mb closed isobars.

cyclones that did not originate west of the meridian but entered the AR as strong systems.

The percentages of the total number of cyclones in the three categories were 24, 57 and 19 respectively. To state these results differently: 56 per cent of the strong cyclones in the AR originated west of 70° W, and 30 per cent of the cyclones that crossed the 70th meridian became strong systems in the AR. Therefore it is apparent that no close relation exists between the frequency of cyclone passages across the 70th meridian and the frequency of strong cyclones in the AR. Subsequent applications of the χ^2 test to comparisons of these frequencies, revealed no significant relationship between them.

IV. Conclusion

The hypothesis that the frequency of cyclone passages eastward from the east coast of North America, is inversely related to the cyclone frequency in the western Mediterranean region was tested by use of data for the months December to February, 1929 to 1939. Cyclone frequencies in a region south of Iceland were found to be inversely (and significantly) related to cyclone frequencies in the western Mediterranean region. However, no relationship was found between the frequency of cyclone departures from the east coast of North America and the frequency of cyclones arriving at the Icelandic region. Thus, the hypothesis was not supported by the data.

It is possible that somewhat different criteria than were used in this study might be applied to the same data with positive results, but this prospect seems to be unlikely.

Acknowledgments. — The writer wishes to thank Mr. Lloyd TOURVILLE and Mr. Russel SHAFFER for their assistance during this study.

References

1. GLEESON, T. A.: Cyclogenesis in the Mediterranean region. Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, **6**, 153—171 (1953).

2. MILLER, J. E.: Cyclogenesis in the Atlantic coastal region of the United states. J. Meteor. **3**, 31—44 (1945).

551.515.73 (262)

(Florida State University, Department of Meteorology, Tallahassee, Florida)

Sea-Level Anticyclogenesis Affecting Mediterranean Weather

By

Stanley L. Rosenthal and **Thomas A. Gleeson**[1]

With 7 Figures

Abstract. A statistical investigation is made of anticyclogenesis in the Mediterranean and European region during the period 1928 to 1937 inclusive; the distributions of anticyclogenesis in time and space are obtained and described.

Zusammenfassung. Es wird eine statistische Untersuchung über die Bildung von Antizyklonen im Gebiet des Mittelmeers und Europas während der Periode 1928—1937 durchgeführt; dabei wird die zeitliche und räumliche Verteilung der Antizyklogenese abgeleitet und erörtert.

Résumé. L'auteur soumet à un examen statistique la genèse des anticyclones qui se sont formés dans la région de la Méditerranée et de l'Europe de 1928 à 1937; par cette procédure il déduit et décrit l'anticyclogénèse dans le temps et l'espace.

I. Introduction

The present study is concerned with the temporal and geographic distributions of anticyclogenetic activity affecting Mediterranean weather. The subject has been treated statistically in a manner similar to that employed earlier in an investigation of Mediterranean cyclogenesis [*1*].

Data were obtained from the historical series of northern hemisphere, sea-level weather maps published by the United States Weather Bureau; the period selected for study was the ten years 1928 to 1937 inclusive. (The period 1930 through 1939 is a more recent sequence from this series; the latter decade was not selected because the maps for 1938 and 1939 exhibit sparse data in the Mediterranean region.) The boundaries chosen

[1] This research was supported by the Geophysics Research Directorate of the U. S. Air Force Cambridge Research Center, under contract No. AF 19 (122)-466.

for the region of study are latitudes 30° and 70° N, and longitudes 20° W and 50° E. The large size of the region is a result of a preliminary survey which indicated that many anticyclones, having considerable effect on Mediterranean weather, originated over northern Europe and the North Atlantic Ocean.

The *definition of anticyclogenesis* employed here is the appearance of a maximum in the sea-level pressure field with the presence of at least one closed 5 millibar isobar. This definition is advantageous in that anticyclogenesis may be detected early by means of it. Yet it leads to difficulties in situations where a wedge of high pressure is weakening. Pressures may fall more rapidly in some portions of the wedge than in others, resulting in the appearance of a closed 5 millibar isobar. According to the adopted definition, this would be a case of anticyclogenesis. However, the physical processes responsible for this pressure maximum are not ordinarily associated with the concept of anticyclogenesis. Cases such as this one are not considered here. (See [2] for a brief discussion of these cases.)

It was possible to classify a few cases of anticyclogenesis according to synoptic pattern. Of the 900 cases in this study, 7.5 per cent occurred in situations where a U-shaped polar front intersected a wedge with weak pressure gradients close to the front; anticyclogenesis occurred in the cold air on the concave side of the front. Fifteen per cent of the 900 cases occurred in situations where an initially weak wedge between two approximately parallel cold fronts developed into an anticyclone. No feasible classifications were found for the other 77.5 per cent.

II. Temporal Distribution of Anticyclogenesis

The numbers of cases of anticyclogenesis that were detected are distributed according to month and year in table 1. These values were used to construct the top curve in Fig. 1, which represents the average bimonthly frequencies of anticyclogenesis in the region. The other curves in this figure show the frequencies for latitude bands within the region: *(a)* 30—45° N, *(b)* 45—55° N, and *(c)* 55—70° N. Overlapping bimonthly means were used to give a continuous picture of variations with time.

It will be noted from Fig. 1 that the greatest average frequency for the region occurred in April—May (top curve), and that this is due primarily to activity within the largest latitude band, 30—45° (curve *a*), which includes the Mediterranean and Black Seas. The late autumn maximum for the region is a result largely of frequent anticyclogenesis in the latitude band 30—55° (curves *a* and *b*). An interesting feature of Fig. 1 is that maximum frequencies in the bands 45—55° and 55—70° occured in late autumn and early spring respectively. Further investigation would be needed to determine the physical significance, if any, of this feature.

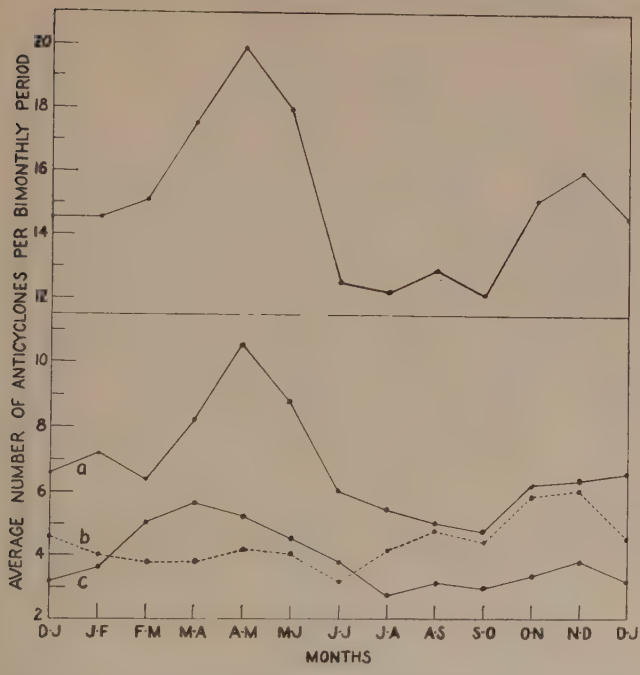

Fig. 1. Average bimonthly frequencies of anticyclogenesis during 1928—1937 inclusive. Top, entire region of study. Bottom, latitude bands in region:
a 30—45° N,
b 45—55° N,
c 55—70° N

Table 1. *Number of cases of anticyclogenesis in each month of study period*

Year	Jan.	Feb.	Mar.	Apr.	May	June	July	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Total
1928	9	10	8	17	7	5	3	17	6	7	9	10	108
1929	6	8	6	9	8	5	5	8	6	5	7	5	78
1930	3	5	11	5	16	6	6	3	4	2	10	9	80
1931	6	1	7	6	15	7	7	13	3	9	5	1	80
1932	12	7	11	3	11	8	2	3	3	7	10	11	88
1933	9	9	11	17	9	8	5	9	6	5	8	8	104
1934	8	5	4	9	9	8	8	2	6	5	7	8	79
1935	5	9	10	12	9	12	5	4	7	10	6	8	97
1936	8	7	6	13	5	6	4	5	6	8	15	8	91
1937	6	12	4	6	13	10	5	8	10	6	10	5	95
Total	72	73	78	97	102	75	50	72	57	64	87	73	900

III. Geographic Distribution of Anticyclogenesis

The geographic frequencies of anticyclogenesis in the Mediterranean-European region for various bimonthly periods are shown in Figs. 2 (Dec.—Jan.), 3 (Feb.—Mar.), 4 (Apr.—May), 5 (June—July), 6 (Aug.—Sept.), and 7 (Oct.—Nov.). (Figures for the other possible bimonthly periods are not reproduced here.)

In these figures, the value of each isopleth is the number of anticyclones originating in an area of nine square degrees of latitude centered at each point of the isopleth. Since the nine-square-degree area and the interval at which computations were made are arbitrary, isopleth

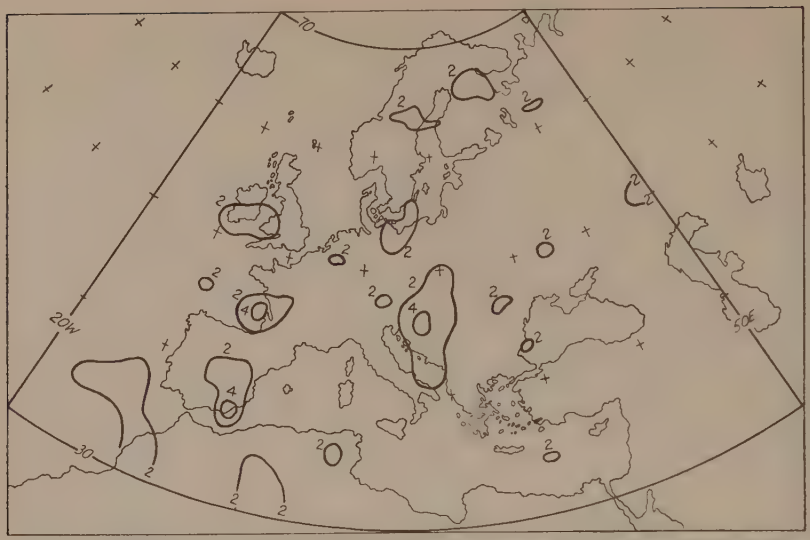

Fig. 2. Geographic distribution of anticyclogenesis, December and January, 1928—1937

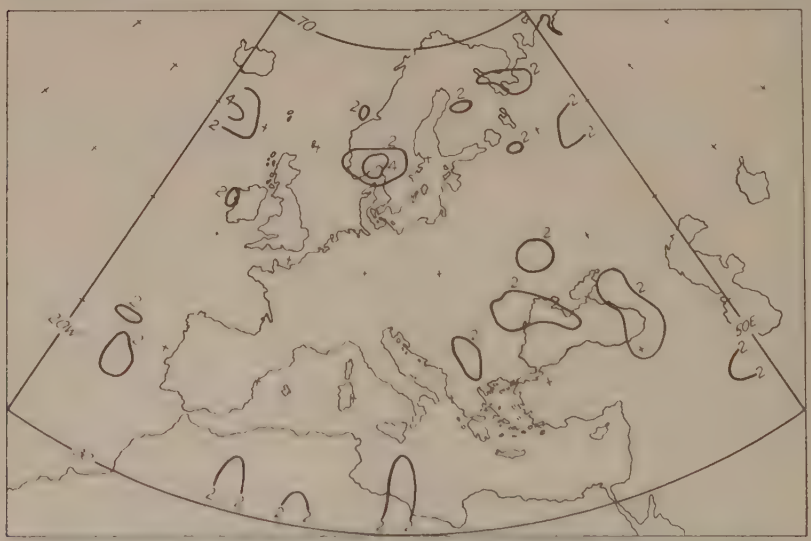

Fig. 3. Geographic distribution of anticyclogenesis, February and March, 1928—1937

patterns are more significant than isopleth values. Moreover, because of the 24-hour spacing of weather maps from which original data were taken, there are errors in location of points of anticyclone origin that are difficult to estimate.

Many features are evident on Figs. 2—7 which, because of the brevity of the study period, may not warrant serious attention. However, certain general features of these diagrams, and the omitted diagrams for other

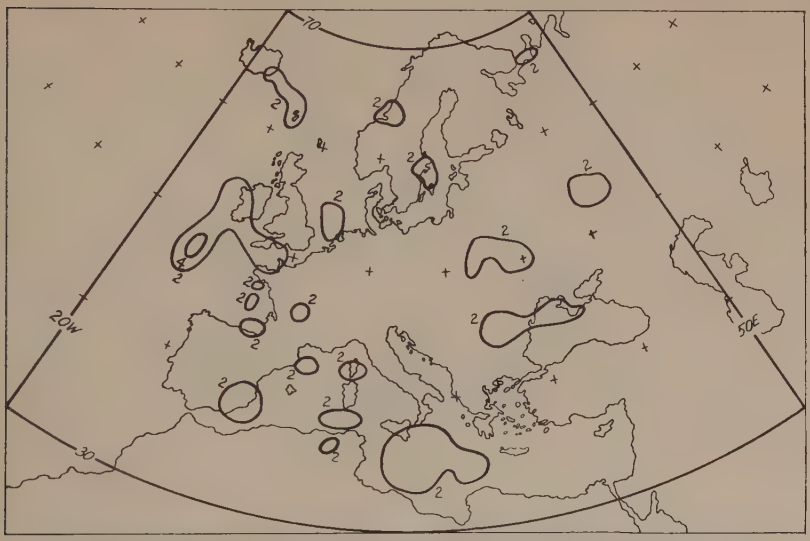

Fig. 4. Geographic distribution of anticyclogenesis, April and May, 1928—1937

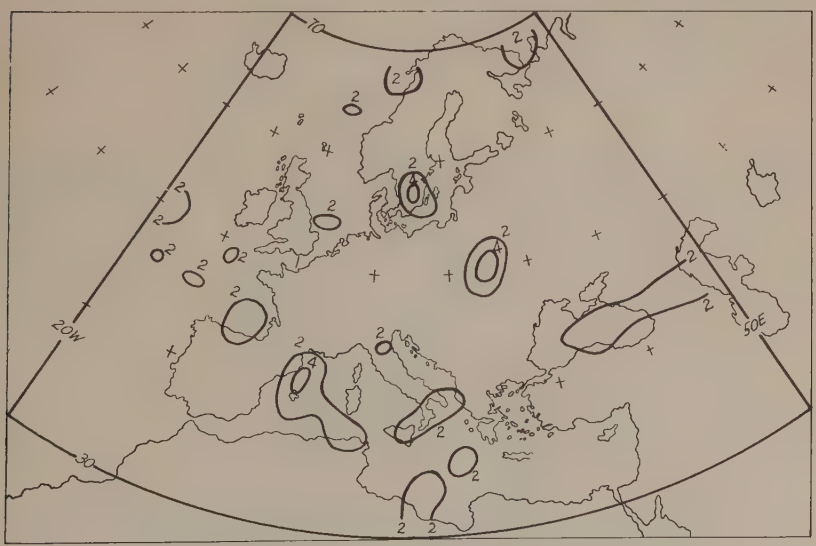

Fig. 5. Geographic distribution of anticyclogenesis, June and July, 1928—1937

bimonthly periods, are worthy of summary. Firstly, no limited geographic regions of intense activity were evident. Secondly, the maximum frequencies over the Mediterranean and Black Seas occurred during spring and early summer; over Europe and North Africa, during autumn and early winter. Undoubtedly, a major contribution to the latter feature was the tendency for thermal anticyclones to originate over cool surfaces, — land or sea, dependent on the season.

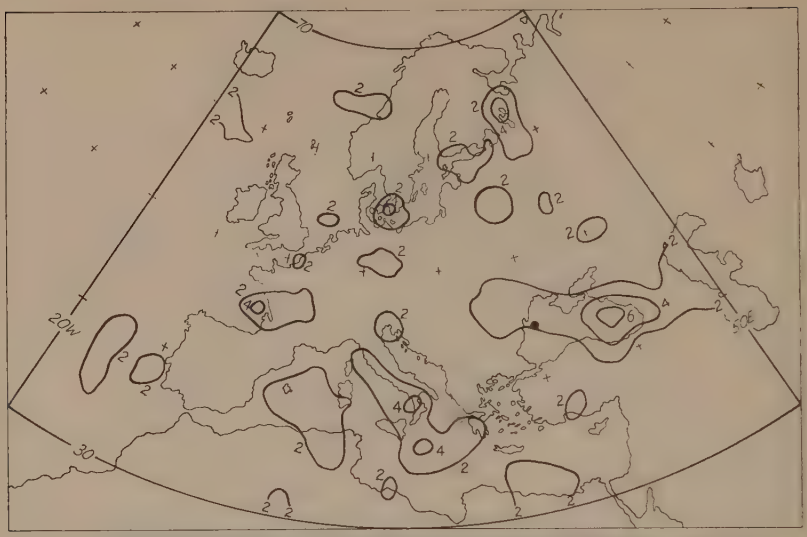

Fig. 6. Geographic distribution of anticyclogenesis, August and September, 1928—1937

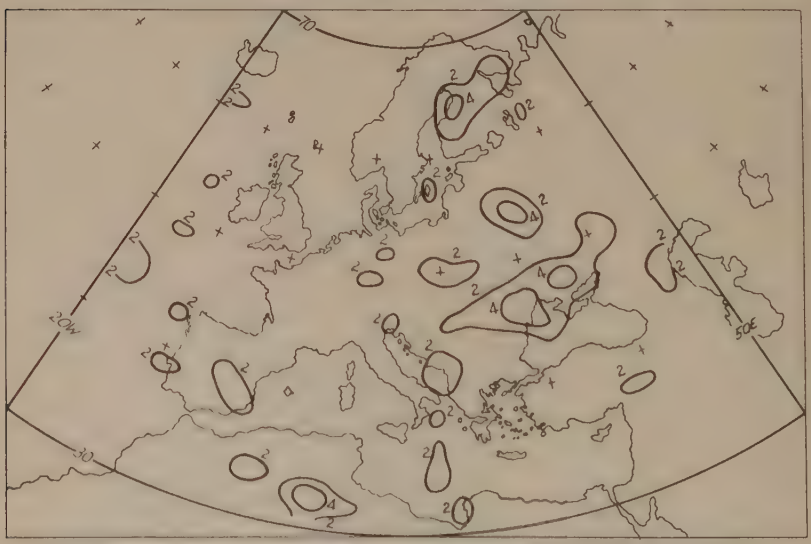

Fig. 7. Geographic distribution of anticyclogenesis, October and November, 1928—1937

References

1. Gleeson, T. A.: Cyclogenesis in the Mediterranean region. Arch. Met. Geoph. Biokl., Serie A, **6**, 153—171 (1953).
2. Rosenthal, S. L., and T. A. Gleeson: The temporal and geographic distribution of sea level anticyclogenesis affecting Mediterranean weather. Departm. Meteorolog. Florida State University, Scient. Rep. No. 5, 47 pp. (1953).

551.574.41

(Israel Meteorological Service)

Estimating the Amount of Dewfall

By

J. Neumann

Summary. The equation for the turbulent diffusion of water vapour is developed to a form which makes it possible to estimate, in an approximative manner, the amount of dewfall on a short grass surface, or on a bare surface, using routine meteorological data. Introducing data typical for dew nights, the equation leads to estimates amounting to 0.10 to 0.20 mm/dew night. These figures are close to the dewfall amounts measured by the Duvdevani dew gauge at the same stations.

Zusammenfassung. Die Gleichung für die turbulente Diffusion von Wasserdampf wurde in einer Form entwickelt, die die angenäherte Schätzung des Taubetrages auf einer Rasenfläche oder auf einer vegetationslosen Oberfläche unter Benutzung üblicher meteorologischen Daten ermöglicht. Bei Anwendung kennzeichnender Werte für Nächte mit Taufall ergibt die Gleichung Schätzungen, die 0.10 to 0.20 mm pro Taunacht betragen. Diese Werte kommen den Taubeträgen, die mit dem Duvdevanischen Taugerät an denselben Stationen gemessen wurden, sehr nahe.

Résumé. L'équation pour la diffusion turbulente de la vapeur d'eau est développée en une forme qui donne la possibilité d'estimer, d'une manière approximative, la quantité de rosée sur un gazon ou une surface nue, en utilisant des donnes météorologiques de routine. En introduisant des données caractéristiques pour des nuits de rosée, l'équation conduit à des estimations qui arrivent à 0.10 to 0.20 mm par nuit de rosée. Ces valeurs sont proches des quantités mesurées par le jauge de rosée Duvdevani aux mêmes stations.

I. Introduction

In this note we wish to derive an equation for estimating the amount of dewfall. Dewfall is defined here as that part of the total amount of dew, or "global dew", which originates from the condensation of water vapour supplied to the dew-bearing surface by the process of diffusion. This definition of dewfall is close to that given by Jennings and Monteith [7] who refer to the problem "does dew rise or fall?"

An earlier theoretical estimate of dewfall was presented by FROST [3], whose approach requires a knowledge of the net loss of heat by radiation from the ground surface. In looking for a different approach, our aim is to avoid the need of having to use the radiation term. More generally, our aim is to give an equation which makes use of routine meteorological rather than micrometeorological data since the latter are seldom available[1].

II. Derivation

The starting point is the equation for the flux of water vapour across a reference plane:

$$E = -\frac{0.623\,\varrho}{P} K \frac{\partial e}{\partial z}, \tag{1}$$

where E = flux of water vapour, *i.e.* evaporation ($E > 0$), or condensation ($E < 0$) through the reference plane, in g cm^{-2} sec^{-1}

ϱ = air density, in g cm^{-3},
P = (total) atmospheric pressure, in mb,
K = eddy diffusivity for water vapour, in cm^2 sec^{-1},
e = water-vapour pressure, in mb,
z = height above ground surface, in cm; positive upward.

For transforming (1) into a form amenable, as far as possible, to routine meteorological data, we will adopt some assumptions which are generally adopted in micrometeorological work. The first of these is that *under conditions of stability* in air, the eddy viscosity of momentum K_m, the eddy conductivity of heat K_h and the eddy diffusivity of water vapour K_v are equal. This assumption is supported by observational data (e. g., PASQUILL [10]). The second assumption is that in the surface air layer, the fluxes of momentum, heat and water vapour are constant with height. This assumption is well substantiated by available observational data (e. g., PASQUILL [10], p. 127). The third assumption is that we are permitted to consider the 'ordinary' temperature of air instead of its potential temperature. This assumption is fully justified for a relatively shallow air layer in which the nocturnal lapse rates of temperature are at least one order greater than the numerical value of the adiabatic lapse rate. Finally, we assume that the ground surface is either covered by short grass or that it is bare. For long grass, or for other more or less tall vegetation, we would have to introduce a 'zero-plane displacement' (PAESCHKE [9]).

In view of the first assumption we may drop subscripts of the eddy coefficients K. Following the second assumption, the net downward flux of water vapour across the reference plane $z = 0$, that is to say,

[1] About de time (summer 1955) of writing this paper, a comprehensive review and analysis of the dew problem by HOFMANN [6] was received. *Inter alia*, HOFMANN derives a simplified equation for estimating the dewfall along a line different from the line followed in the present paper.

condensation at the surface, is the same as the net downward flux across any other reference plane within the surface air layer. The third assumption makes it possible to work with the air temperature T instead of the potential temperature Θ.

As a first step toward the transformation of (1) we shall replace the term $(\partial e/\partial z)$ by an expression which is easier to evaluate. For this purpose we need the following data: wind speed u, say at $z = 200$ cm, air temperature T and water vapour pressure e at the same height (screen) and the temperature indicated by a grass minimum thermometer in its appropriate position, i. e. ca. 5 cm above soil surface. We assume that at night at the height of the bulb of the grass-minimum thermometer the air is saturated. For dew nights this assumption is probably not far from being correct. Having assumed that the air temperature at ca. 5 cm height is given and that the air is saturated at that height, we have the pertinent vapour pressure. Let us write Δe for the difference in vapour pressure between the 200 cm and 5 cm levels. For dew nights $\Delta e > 0$. In the subsequent discussion e is in mb and u in cm . sec^{-1}.

The assumption that the eddy conductivities of momentum and water vapour are equal, implies (Norris [8]) that the distributions with height of wind speed and water vapour follow similar laws, i. e., at any instant, the gradients are in a constant proportion for all heights within the surface air layer, or

$$\frac{\partial e}{\partial z} = \alpha \frac{\partial u}{\partial z}, \tag{2}$$

α being a constant. If Δe and Δu are the respective differences in vapour pressure and wind speed between two heights within the surface layer, then we may write, to an approximation,

$$\alpha = \frac{\Delta e}{\Delta u}. \tag{3}$$

Let the two heights in question be the height of the screen and the height of the bulb of the grass-minimum thermometer. We can readily estimate Δe on the basis of our assumption of saturation at the level of the bulb of the grass-minimum thermometer. We have yet to find a way for assessing Δu given the wind speed at the height of the screen.

From an examination of wind profiles, Deacon [1] suggests that

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \alpha z^{-\beta}, \tag{4}$$

where α and β are suitable constants. For conditions of adiabatic, or neutral, stratification in air, $\beta = 1$, and then, Deacon's equation agrees in form with the expression we get from a differentiation with respect to height of the well-known logarithmic wind law

$$u = \frac{1}{k}\sqrt{\frac{\tau}{\varrho}} \ln\left(\frac{z}{z_o}\right), \tag{5}$$

the validity of which for natural surfaces is confirmed by observations.

In (5), k is VON KÁRMÁN's constant, $k = 0.40$, τ = shearing stress, in dynes cm^{-2}, and z_o = roughness parameter of the surface, in cm.

$\beta < 1$ for a stably stratified air layer, the condition which is of interest at present. Integrating (4) we find

$$u = \frac{a}{1-\beta} z^{1-\beta} + b, \tag{6}$$

b being the constant of integration. It will be seen from DEACON's ([*1*], p. 39) data that the magnitude of b is quite small relative to the first term on the right hand side of (6). We shall neglect b. This means that we assume

$$u = \frac{a}{1-\beta} z^{1-\beta}. \tag{6a}$$

Let us denote the height of the bulb of the grass-minimum thermometer by z_1 and that of the screen by z. Then from (6a), Δu of (3) becomes

$$\Delta u = \frac{a}{1-\beta} (z^{1-\beta} - z_1^{1-\beta}). \tag{7}$$

From (3) and (7),

$$a = \frac{1-\beta}{a (z^{1-\beta} - z_1^{1-\beta})} \Delta e, \tag{8}$$

and from (2), (4) and (8),

$$\frac{\partial e}{\partial z} = (1-\beta) \frac{z^{-\beta}}{z^{1-\beta} - z_1^{1-\beta}} \Delta e. \tag{9}$$

From (1) and (9),

$$E = -\frac{0.623\, \varrho}{P} \frac{(1-\beta) z^{-\beta}}{z^{1-\beta} - z_1^{1-\beta}} \Delta e K. \tag{10}$$

We will now remove K. PASQUILL [*10*] has shown that the non-dimensional term

$$\frac{K}{z^2 \frac{\partial u}{\partial z}} = k'^2 \tag{11}$$

is closely related to the RICHARDSON number

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\left(\Gamma + \frac{\partial T}{\partial z}\right)}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \tag{12}$$

for any height z within a shallow layer which may be taken to include the level $z = 200$ cm. In (12), g is the acceleration of gravity, in g cm sec^{-2}, T the air temperature, in °K, and $\Gamma = 10^{-4}$ °C cm^{-1}, the adiabatic lapse rate in air. Under adiabatic conditions, in (11) k'^2 becomes k^2, $k = 0.40$ being VON KÁRMÁN's constant. This can be seen by differentiating with respect to z the logarithmic wind law, equation (5), and remembering that the shearing stress is related to the wind shear ($\partial u/\partial z$) by the 'Newtonian' equation

$$\tau = \varrho K \frac{\partial u}{\partial z}.$$

The ratio on the left hand side of (11) was earlier considered by ROSSBY and MONTGOMERY [*12*] who attempted to represent the effect of atmospheric stability on the wind profile by the equation

$$\frac{K}{z^2 \frac{\partial u}{\partial z}} = \frac{k^2}{(1 + \sigma Ri)}, \tag{13}$$

where k, as before, is von KÁRMÁN's constant, Ri the RICHARDSON number, equation (12), and σ a proportionality factor. PASQUILL points out that if σ is assigned a value equal to about 12, the right hand side of (13) agrees well with the value of k'^2 resulting from (11), under conditions of stable stratification. On the other hand, RIDER [*11*] finds a good fit with the observations obtained by him if he takes $\sigma = 8$. We shall adopt the average of PASQUILL's and RIDER's values, i. e., we assume $\sigma = 10$. Taking $\sigma = 10$ and using (4), (13) becomes

$$K = \frac{a\, k^2\, z^{2-\beta}}{(1 + 10\, Ri)}. \tag{14}$$

Introducing (14) into (10),

$$E = -\frac{0.623\, \varrho}{P} \cdot \frac{a\,(1-\beta)\, k^2}{1 + 10\, Ri} \cdot \frac{z^{2(1-\beta)}}{z^{1-\beta} - z_1^{1-\beta}} \Delta e. \tag{15}$$

In this equation, all terms except a, β and Ri are supposed to be known. To obtain an estimate of the RICHARDSON number, equation (12), we compute the wind shear $(\partial u/\partial z)$ from (4). The constant a may be estimated from (6a), provided that u and β are given. Of the latter two we assume we know u. Before suggesting a value for β, we note that the term $(\partial T/\partial z)$, required for the RICHARDSON number, may be obtained in the same manner as $(\partial e/\partial z)$ was found. On the analogy of (9),

$$\frac{\partial T}{\partial z} = (1-\beta) \frac{z^{-\beta}}{z^{1-\beta} - z_1^{1-\beta}} \Delta T. \tag{16}$$

In this equation ΔT is given as it is the temperature difference between the levels of the screen and the grass-minimum thermometers. A shortcoming of (16) is that it only considers the flux of heat by turbulence but neglects the possible influence of radiative flux on the temperature profile. We neglect it at present because there does not seem to be a simple way for assessing its magnitude.

As to β, its value will vary within limits, but it would appear, on the basis of FROST's [*3*] and DEACON's [*1*] papers, that for stable conditions a value of $\beta = {}^2/_3$ may be adopted as reasonably representative, with $\beta = {}^2/_3$, from (6a),

$$a = \frac{1}{3} \frac{u}{z^{1/3}}. \tag{17}$$

III. Examples

As examples for the application of (15), we shall consider nocturnal conditions in the central coastal plain of Israel. The following data are typical for dew nights in January and July.

Term	Dimension	January	July	Remarks
		A) *Observational data* ($z = 200$ cm, $z_1 = 5$ cm)		
T	°C	10	21.5	
ΔT	°C	2	1.5	= Screen minus grass-minimum thermometer
e	mb	11.5	23.5	
u	cm sec^{-1}	100	125	
P	mb	1015	1000	
		B) *Evaluated data*		
T_v	°C	11	23.5	T_v = virtual temperature; needed for calculating the air density ϱ
ϱ	g cm^{-3}	1.24×10^{-3}	1.175×10^{-3}	
Δe	mb	1.1	0.6	= Screen vapour pressure minus saturation vapour pressure at temperature of grass-minimum thermometer
$(\partial T/\partial z)$..	°C cm^{-1}	4.8×10^{-3}	3.5×10^{-3}	Equation (16); $\beta = {}^2/_3$
$(\partial u/\partial z)$ ..	sec^{-1}	0.17	0.21	Equation (4)
Ri	pure number	0.56	0.26	Equation (12)
a	cm$^{\beta}$ sec^{-1}	5.7	7.2	Equation (17)
		C) *Results*		
E	g cm^{-2} sec^{-1} $\approx$ cm sec^{-1}	-3.3×10^{-7}	-4.2×10^{-7}	Equation (15)
E	mm hr^{-1}	-0.012	-0.015	

If we multiply the figures in the last row of the above table into the appropriate figure for length of night, we get the total nocturnal dewfall. Taking the length of night as 14 hours in January and 10 hours in July (latitude: 32° 30' N), the following dewfall estimates result:

January: 0.17 mm/dew night, July: 0.15 mm/dew night.

The above figures appear to bear an interesting relationship to the dewfall amounts measured by DUVDEVANI's [2] dew gauge which, presumably, measures the dewfall in the sense defined in the introductory section. According to GILEAD, MANÉ and KATSENELSON [4], in the central sector of Israel's coastal plain, the number of dew nights varies between 150 and 250 per year. Further, according to GILEAD and ROSENAN [5], in the same area, the annual dewfall varies between 12 and 55 mm. Taking for the average 200 dew nights per year and a dewfall of 35 mm per year, the average dewfall per dew night works out as 0.175 mm. The figure computed from (15) is close to the amount measured by the DUVDEVANI dew gauge.

Also, a reference to HOFMANN's [6] paper will show that the estimates obtained from (15) are in the proximity of the amounts cited by HOFMANN.

Acknowledgement

The writer is pleased to record his indebtedness to Dr. J. L. Monteith (Rothamsted Experimental Station, Harpenden, Herts. England) for reading the first draft of this paper and for his constructive comments and criticisms.

References

1. Deacon, E. L., Vertical profiles of mean wind in the surface layers of the atmosphere. Geophys. Mem., No. 91, Meteor. Off., London (1953).
2. Duvdevani, S.: An optical method of dew estimation. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **73**, 282—296 (1947).
3. Frost, R.: Calculation of night minimum temperatures. Prof. Notes, No. 95, Meteor. Off., London (1948).
4. Gilead, M., U. Mané and Y. Katsenelson: Climate in Israel (in Hebrew). Isr. Min. Agric., Publication No. 50, Hakirya (1954).
5. Gilead, M. and N. Rosenan: Ten years of dew observations in Israel. Isr. Expl. J., **4**, 120—123 (1954).
6. Hofmann, G.: Die Thermodynamik der Taubildung. Ber. Deutsch. Wetterd., No. 18, Bad Kissingen (1955).
7. Jennings, E. C. and J. L. Monteith: A sensitive recording dew balance. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **80**, 222—226 (1954).
8. Norris, R.: Evaporation from extensive surfaces of water rougened by waves. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **74**, 1—12 (1948).
9. Paeschke, W.: Experimentelle Untersuchungen zum Rauhigkeits- und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht. Beitr. Phys. fr. Atmosph.., **24**, 163—189 (1937). (This paper was not available for study.)
10. Pasquill, F.: Eddy diffusion of water vapour and heat near the ground. Proc. Roy. Soc., A **198**, 116—140 (1949).
11. Rider, N. E.: Eddy diffusion of momentum, water vapour and heat near the ground. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A **246**, 481—501 (1954).
12. Rossby, C. G. and R. B. Montgomery: The layer of frictional influence in wind and ocean currents. Pap. phys. Oceanogr. Meteor., **3**, No. 3, Cambridge and Woods Hole, Mass., M. I. T. and W. H. O. T. (1935).

551.594.14 : 551.508.94

(II. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg)

Untersuchung der Radioaktivität der Atmosphäre mit der Filtermethode

Von

G. Schumann*

Mit 7 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die nicht-gasförmigen radioaktiven Beimengungen der Luft werden an Aerosole angelagert und können mit diesen in Schwebstoffiltern aufgefangen werden. Die Beziehungen zwischen Filteraktivität und Aktivitätskonzentration in der Luft werden angegeben. Ein Verfahren zur Absolutmessung von Aktivitäten wird beschrieben, bei dem das Filter in das Innere eines Zählrohres gebracht wird. Bei diesen Messungen wurde auch der Verlust an α-Teilchen im Filter bestimmt und gefunden, daß die aktiven Teilchen in einer Schicht von nur wenigen mg/cm² an der Filteroberfläche abgelagert werden.

Mittels der Filtermethode wurde die Radioaktivitat der bodennahen Atmosphäre in Heidelberg an zwei Meßstellen in ca. 130 und 565 m ü. M. untersucht. Die Aktivität wurde mit zylindrischen β-Zählern gemessen, deren Mantel die gleiche Fläche wie das exponierte Filter hat. Das Filterverfahren ist besonders vorteilhaft für langlebige Aktivitäten, auch wenn ihre Konzentration sehr klein ist. Daher liefert die Abfallkurve außer der Aktivität der Rn-Folgeprodukte (in der Größenordnung 10^{-10} Curie/m³ für eine Substanz der Zerfallsreihe) quantitativ die Beiträge der Th-Reihe (im Mittel $7{,}5 \cdot 10^{-12}$ Curie/m³ für ein Reihenglied), der von Atombombenversuchen stammenden Spaltprodukte (in den letzten beiden Jahren größenordnungsmäßig 10^{-13} bis 10^{-12} Curie/m³) und des RaD (etwa 10^{-14} Curie/m³), für welches das radioaktive Gleichgewicht der Ra-Reihe durch nicht-radioaktive Vorgänge stark gestört ist. Der Einfluß der meteorologischen Bedingungen wird diskutiert und gezeigt, daß eine einwandfreie Deutung nur möglich ist, wenn man alle Witterungsfaktoren gleichzeitig in Betracht zieht. Bodenluft wurde in Stollen und Bohrlöchern untersucht und eine geologische Verwerfung durch Filtermessungen lokalisiert.

Abstract. The non-gaseous radioactive substances in the air are trapped by aerosols; together with those particles they can be collected in filters. The relations between filter activity and activity concentration in the air are given. A procedure for measuring absolute activities is described, the filter

* In Firma Hans Grimmig, Heidelberg, Abt. Bergbau.

being put inside a counter. With these measurements the loss of α-particles in the filter was also obtained, and it was found that the active particles are deposited in a layer of only few mg/cm² on the filter surface.

By means of the filter method the radioactivity of the atmosphere near the ground has been studied at Heidelberg; two stations at 130 and 565 m above sea-level were used. The activity was measured by cylindrical β-counters the lateral area of which is equal to the area of the exposed filters. The filter method presents special advantage for long-living activities even if their concentration is very low. Therefore beyond the activity of the Rn daughter-products (in the order of 10^{-10} Curie/m³ for each member of the series) the decay curve gives also quantitatively the contributions of the Th series (mean value $7{,}5 \cdot 10^{-12}$ Curie/m³ per member), of the fission products originating from atomic bomb tests (during the last two years in the order of 10^{-13} to 10^{-12} Curie/m³), and of RaD (about 10^{-14} Curie/m³) for which the radioactive equilibrium of the Ra series is severely perturbed by non-radioactive processes. The influence of meteorological conditions is discussed and it is shown that a consistent interpretation is reached only by considering all weather factors together at the same time. Air from the ground was studied in tunnels and bore holes, and a geological fault was localized by filter measurements.

Résumé. Les substances radioactives non-gazeuses de l'air sont fixées à des aérosols qui sont à leur tour captés au moyen de filtres. L'auteur fait part des rapports qui relient l'activité des filtres et la concentration de l'activité dans l'air et décrit une méthode de mesure d'activité absolue, où le filtre est introduit à l'intérieur d'un compteur. Durant ces mesures on a déterminé la perte en particules α dans le filtre et on a trouvé que les particules actives n'étaient déposées que dans une couche de quelques mg/cm² à la surface du filtre.

Avec la méthode des filtres on a examiné la radioactivité de l'atmosphère proche du sol sur deux points à Heidelberg à 130 et à 565 m d'altitude environ. On a mesuré l'activité avec des compteurs β cylindriques dont l'enveloppe a la même surface que le filtre exposé. La méthode des filtres est particulièrement indiquée lorsqu'il s'agit d'activités longtems durables même si la concentration est très faible. C'est pourquoi la courbe de diminution fournit quantitativement outre l'activité des produits secondaires Rn (dans l'ordre de grandeur de 10^{-10} Curie/m³ pour une substance de la série) les contributions des éléments de la série Th (valeur moyenne $7{,}5 \cdot 10^{-12}$ Curie/m³ pour un élément de la série), des produits de fission provenant d'expériences faites avec des bombes atomiques (au cours des deux dernières années dans un ordre de grandeur de 10^{-12} à 10^{-13} Curie/m³) et du Ra D (à peu près 10^{-14} Curie/m³), pour lequel l'équilibre radioactif de la série Ra est fortement troublé par des processus non-radioactifs. L'auteur discute aussi l'influence exercée par les conditions météorologiques et montre qu'il n'est pas possible de donner d'explication satisfaisante à moins de tenir compte simultanément de tous les facteurs météorologiques. L'air du sol a été également examiné dans des galeries de mines et des trous de forage; il a été possible de localiser une faille géologique par de telles mesures.

I. Verfahren

Beim Filterverfahren [*1*] werden die in der Luft befindlichen radioaktiven Beimengungen, die sich, soweit sie nicht gasförmig sind, an

Aerosole anlagern, zusammen mit den Aerosolen in Schwebstoffiltern zurückgehalten; es stellt daher eine wesentliche Vereinfachung und Verbesserung der Meßmethodik für die Bestimmung der Radioaktivität der Luft dar. Dies gilt nicht nur für stark radioaktiv verseuchte Luft, wie sie bei manchen Arbeiten mit radioaktiven Stoffen auftreten kann, sondern auch für die Messung der natürlichen radioaktiven Beimengungen der gewöhnlichen Atmosphäre. Die Genauigkeit ist die höchste bisher erreichte, wenn man von der Verwendung von Kernphotoplatten absieht [*2*], die aber wegen des hohen Zeitaufwandes bei der Auswertung nur in Sonderfällen möglich ist. Außerdem übertrifft das Verfahren die sonstigen an Einfachheit des Meßvorganges und der Apparaturen. Gegenüber allen anderen Methoden hat man den Vorteil, langlebige und schwache Aktivitäten erfassen zu können, die sonst der Messung entgehen [*7*, *8*, *9*].

Die heutige Kenntnis der radioaktiven Beimengungen der Luft basiert vor allem auf Emanationsmessungen [*3*], die mit Ionisationskammern durchgeführt wurden. Den früheren Versuchen, die Folgeprodukte der Emanationen für die Messung nutzbar zu machen [*3*, *5*, *6*], hafteten beträchtliche Fehlerquellen an, so daß ihre Genauigkeit derjenigen der Emanationsmessungen unterlegen war.

Auf Grund des in der Literatur vorliegenden Materials beläuft sich der Gehalt der atmosphärischen Luft an Radium-Emanation (Rn^{222}, nachstehend kurz Rn) in Bodennähe über dem Festland auf 10^{-10} Curie/m³, wobei man sich wegen der starken örtlichen und zeitlichen Schwankungen auf die Angabe der Größenordnung beschränken muß. Über den Gehalt der Luft an Thorium-Emanation (Rn^{220}, nachstehend kurz Tn) bzw. deren Folgeprodukten bestand bislang Unklarheit [*10*, *11*]. Noch in der 1952 erschienenen Auflage des Tabellenwerks von Landolt-Börnstein hat Israël die in der Literatur gemachten Angaben offenbar als nicht ausreichend angesehen und keine Zahl genannt [*4*]; der Grund für diese Unklarheit liegt in der kurzen Halbwertszeit des Tn und der bisher ungenügenden Ausbildung von Verfahren, die mit den Folgeprodukten arbeiten.

Das Filterverfahren ermöglicht es, die mit den radioaktiven Beimengungen der Luft zusammenhängenden Fragen mit der Aussicht auf Verbesserung der Resultate wieder aufzunehmen, die Ergebnisse zu erweitern und Probleme anzugreifen, die mit den älteren Meßverfahren nicht oder nur unzulänglich bearbeitet werden konnten.

II. Apparatur

Die zu untersuchende Luft wurde mit einer Drehschieberpumpe durch ein Schwebstoffilter (Fabrikat Dräger) gesaugt, die Sauggeschwindigkeiten lagen zwischen 2,5 und 10 m³/h. Die Filterhalterung war aus 5 mm dicken Al-Platten gefertigt, um Verbiegungen und dadurch verursachte Leckstellen zu vermeiden. Der Luftzutritt zum Filter war völlig frei und nur durch eine weite Blechabschirmung gegen unmittelbares Auftreffen von Niederschlägen geschützt. Enge Luftzuleitungen zum Filter bringen die Gefahr mit sich, daß sich in ihnen Aerosole und damit aktive Teilchen

ablagern, die dann der Messung verlorengehen. Das Filter war durch ein Drahtnetz auf der Rückseite gegen Zerreißen geschützt.

Nach Schluß der Exposition wurde das Filter um ein zylindrisches Zählrohr gelegt, dessen Al-Mantel die gleiche Fläche wie das Filter und eine Dicke von 100 μ hatte, also β-Teilchen bis herunter zu etwa 150 keV hindurchtreten ließ. Die β-Aktivität wurde in geeigneten Zeitabständen gemessen, so daß die Beiträge aller vorkommenden aktiven Substanzen erfaßt werden konnten. Vielfach wurden die Zählwerksimpulse am Ausgang des Untersetzers auf einen Spannungsschreiber gegeben und so eine kontinuierliche Registrierung des Aktivitätsabfalles ermöglicht, was vor allem bei den zeitlich schnell veränderlichen Aktivitäten von Vorteil ist.

Der Nulleffekt der Zählrohre betrug mit 5 cm Pb-Abschirmung ca. 13 cpm (= counts per minute), mit 10 cm Pb und Antikoinzidenzkranz ca. 3 cpm. Auf diese Weise wurde eine maximale Genauigkeit von 10^{-15} Curie/m^3 für langlebige Produkte erreicht, die allerdings nicht immer voll ausgenutzt zu werden brauchte. Für die kurzlebigen Rn-Folgeprodukte war die höchste Genauigkeit 10^{-12} Curie/m^3.

III. Die Filteraktivität in Abhängigkeit von der Zeit

A. Anstieg und Abfall

Für jede einzelne Zerfallsreihe wird die Aktivität auf dem Filter während der Exposition beschrieben durch ein Gleichungssystem

$$d N_i / dt = f C_i + N_{i-1} \lambda_{i-1} - N_i \lambda_i, \tag{1}$$

wo N_i die Zahl der Atome der i-ten Substanz der Reihe auf dem Filter, λ_i ihre Zerfallskonstante in min^{-1}, C_i ihre Atomkonzentration in der gefilterten Luft in m^{-3} und f die Sauggeschwindigkeit in m^3/min bedeuten. Die zeitliche Änderung der Atomzahl der Substanz auf dem Filter ist somit gegeben durch die Zunahme infolge der Ansammlung ihrer eigenen Atome beim Saugen, die Zunahme durch den Zerfall von Atomen der Muttersubstanz und die Abnahme durch ihren eigenen Zerfall. Damit wird die von der i-ten Substanz herrührende Aktivität auf dem Filter

$$N_i \lambda_i = f \sum_{r=1}^{i} \left(1 - \right.$$
$$\left. - \sum_{s=r}^{i} \frac{\lambda_r \lambda_{r+1} \dots \lambda_{s-1} \lambda_{s+1} \dots \lambda_i}{(\lambda_r - \lambda_s)(\lambda_{r+1} - \lambda_s) \dots (\lambda_{s-1} - \lambda_s)(\lambda_{s+1} - \lambda_s) \dots (\lambda_i - \lambda_s)} e^{-\lambda_s t} \right) C_r \tag{2}$$

und für radioaktives Gleichgewicht in der Luft mit

$$C_i \lambda_i = C_k \lambda_k = A \tag{3}$$

geht dieser Ausdruck über in

$$N_i^{Gl} \lambda_i = f A \sum_{r=1}^{i} \frac{1}{\lambda_r} \left(1 - \right.$$
$$\left. - \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{r-1} \lambda_{r+1} \dots \lambda_i}{(\lambda_1 - \lambda_r)(\lambda_2 - \lambda_r) \dots (\lambda_{r-1} - \lambda_r)(\lambda_{r+1} - \lambda_r) \dots (\lambda_i - \lambda_r)} e^{-\lambda_r t} \right). \tag{4}$$

Nach Ende der Exposition fällt in (1) das Glied fC_i weg. Der Anfangswert für den Abfall ist die nach (2) bzw. (4) bestimmte Aktivität auf dem Filter am Ende der Expositionszeit T, und man erhält

$$N_i \lambda_i = f \sum_{r=1}^{i} C_r \sum_{s=r}^{i} \frac{\lambda_r \lambda_{r+1} \dots \lambda_s - \lambda_{s+1} \dots \lambda_i}{(\lambda_r - \lambda_s)(\lambda_{r+1} - \lambda_s) \dots (\lambda_{s-1} - \lambda_s)(\lambda_{s+1} - \lambda_s) \dots (\lambda_i - \lambda_s)} \left(1 - e^{-\lambda_s T}\right) e^{-\lambda_s t} \tag{5}$$

$$N_i^{Gl} \lambda_i = f A \sum_{r=1}^{i} \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{r-1} \lambda_{r+1} \dots \lambda_i}{\lambda_r (\lambda_1 - \lambda_r)(\lambda_2 - \lambda_r) \dots (\lambda_{r-1} - \lambda_r)(\lambda_{r+1} - \lambda_r) \dots (\lambda_i - \lambda_r)} \left(1 - e^{-\lambda_r T}\right) e^{-\lambda_r t}. \tag{6}$$

B. Gleichgewicht

Zu unterscheiden ist zwischen Gleichgewicht in der Luft und Gleichgewicht auf dem Filter. Filtergleichgewicht wird erreicht, wenn die Expositionszeit groß gegen die in der Zerfallsreihe vorkommenden Halbwertszeiten ist. Die grundlegende Bedingung erhält man, wenn man in (1) den Differentialquotienten gleich Null setzt entsprechend der Forderung zeitlicher Konstanz der Aktivität auf dem Filter. Dann wird

$$N_i \lambda_i = f \sum_{r=1}^{i} C_r. \tag{7}$$

In der Luft ist, weil dort die Zunahme der Atomzahl nur durch Zerfall aus der Muttersubstanz möglich ist, die zeitliche Konstanz gleichbedeutend mit der üblichen Formulierung der Gleichgewichtsbeziehung (3), und aus (7) wird in diesem Fall

$$N_i^{Gl} \lambda_i = f A \sum_{r=1}^{i} \frac{1}{\lambda_r}. \tag{8}$$

Die von der i-ten Substanz herrührende Aktivität auf dem Filter ist also proportional der Summe der Atomkonzentrationen derjenigen aktiven Substanzen in der Luft, die einen Beitrag zu der betreffenden Aktivität liefern; der Proportionalitätsfaktor ist die Saugleistung.

Bei den Untersuchungen, über die hier berichtet wird, war die Expositionszeit stets so lang, daß für die Rn-Folgeprodukte Filtergleichgewicht erreicht wurde. Die Aktivität der Tn-Folgeprodukte wurde gegebenenfalls auf Filtergleichgewicht extrapoliert.

Die Frage des Gleichgewichts in der Luft ist schwieriger zu beurteilen. Störungen des Gleichgewichtszustandes können in der Luft einmal durch Schwankungen in der Nachlieferung der Emanationen aus dem Boden eintreten sowie durch Entfernung der Aerosole aus der Luft durch andere Vorgänge als radioaktiven Zerfall, z. B. durch Niederschläge im weitesten Sinne des Wortes.

Ob sich Gleichgewichtsverschiebungen in der Luft auf dem Filter in erkennbarem Maß auswirken, hängt von den beteiligten Halbwertszeiten ab. Bei der Th-Reihe ist es wegen der beherrschenden Stellung der Halb-

wertszeit des ThB ausgeschlossen, Gleichgewichtsstörungen in der Luft an den Filteraktivitäten oder deren Abklingen zu erkennen. Für die Ra-Reihe haben Tsivoglu, Ayer und Holaday [21] Abklingkurven für verschiedene Abweichungen vom Gleichgewicht angegeben. Die an den Filtern in Heidelberg beobachteten Zerfallskurven entsprechen innerhalb der Fehlergrenzen dem Filtergleichgewicht, wie es auf Grund von Gleichgewicht in der Luft berechnet wird. Man hat auch wegen der Lebensdauer-Verhältnisse bei den Rn-Folgeprodukten weniger mit Gleichgewichtsstörungen zu rechnen als bei den Tn-Produkten. Oder genauer gesagt, sind solche erst beim RaD zu erwarten, wo sie auch wirklich auftreten [7], was jedoch die Verhältnisse bei den kurzlebigen Produkten der Ra-Reihe nicht beeinflußt.

IV. Analyse der Abfallkurven

A. Elimination der langlebigen Aktivitäten

Wie schon bemerkt, ist das Filterverfahren besonders günstig für den Nachweis langlebiger Aktivitäten, auch wenn diese in äußerst geringer Konzentration auftreten. So gelang auf diesem Wege erstmalig die Beobachtung des RaD (Pb^{210}) bzw. seiner Folgeprodukte in der Luft [7, 19]. Die von diesen Stoffen herrührende Aktivität ist deshalb so gering, weil die mittlere Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Aerosolteilchen in der Größenordnung von Tagen klein gegen die Halbwertszeit des RaD von 22a und daher das radioaktive Gleichgewicht der Ra-Reihe an dieser Stelle in der Luft stark gestört ist. Die Konzentration der RaD-Atome und ihrer Folgeprodukte ist um Größenordnungen geringer, als man auf Grund der bei den kurzlebigen Vorprodukten beobachteten Konzentrationswerte zu erwarten hätte.

Weit höher liegen heute die Aktivitäten, die durch die von Atombombenexplosionen herrührenden Spaltprodukte verursacht werden. Sie sind seit Beginn der Messungen in Heidelberg im März 1953 [8] nie mehr ganz aus der Atmosphäre verschwunden [9]. Da es sich bei diesen Stoffen um Gemische von sehr vielen verschiedenen radioaktiven Substanzen handelt, von denen jede einzelne nach einer Exponentialfunktion abklingt, hat man es mit einer Überlagerung dieser zahlreichen Exponentialfunktionen zu tun. Man kann die Zeitabhängigkeit während der ersten 1 bis 2 Jahre nach der Entstehung mit großer Genauigkeit durch $t^{-(1+x)}$ annähern, wo x die Größenordnung 0,1 hat und bei Betrachtung von Zeiträumen bis zu einigen Wochen nach der Explosion ganz vernachlässigt werden kann. Von jenen seltenen Fällen abgesehen, wo die Produkte von einer erst sehr kurz vor der Filterung erfolgten Atombombenexplosion stammen, kann man ihre für die ersten Tage resultierende scheinbare Lebensdauer als groß gegen die des ThB voraussetzen.

Aus der allgemeinen Theorie (vgl. Abschnitt III A) folgt, daß mit zunehmender Expositionszeit die langlebigen Substanzen auf dem Filter immer mehr bevorzugt werden. Es ist daher leicht möglich, daß sich z. B. bei 48stündiger Exposition die langlebigen Aktivitäten auf dem Filter schon stark vordrängen, auch wenn ihre Konzentration in der Luft

gegenüber den natürlichen kurzlebigen Aktivitäten größenordnungsmäßig unterlegen ist. Da man jedoch wegen der großen Lebensdauer die Änderung der langlebigen Aktivitäten während der Abklingzeit des ThB und der Substanzen kürzerer Halbwertszeit vernachlässigen kann, lassen sie sich zusammen mit dem Zählrohr-Nulleffekt als konstanter Untergrund eliminieren.

B. Bestimmung der kurzlebigen Aktivitäten

Die gemessenen Abfallkurven wurden vom ThB (Pb^{212}) ausgehend analysiert, weil seine Halbwertszeit mit 10,6 h groß ist gegen die der übrigen β-strahlenden Tn-Folgeprodukte ThC (Bi^{212}) und ThC″ (Tl^{208}) sowie die der kurzlebigen β-Strahler der Ra-Reihe RaB (Pb^{214}) und RaC (Bi^{214}) (RaC″ [Tl^{210}] ist wegen des niedrigen Verzweigungsverhältnisses zu vernachlässigen), dagegen klein gegen die der in Abschnitt IV A besprochenen langlebigen Stoffe.

Die Stellung der Halbwertszeit des ThB in der Th-Reihe ist so beherrschend, daß sie für diese Zerfallsreihe praktisch jederzeit gültig ist. Auf dieser Grundlage wurde die beobachtete ThB + C + C″-Aktivität auf das Ende der Expositionszeit extrapoliert, auch in Fällen, wo die Expositionszeit zu kurz war, um Gleichgewicht für die Tn-Folgeprodukte zu liefern, und zusätzlich Extrapolation auf Filtergleichgewicht erforderlich war.

In der Ra-Reihe sind die Verhältnisse wegen der Ähnlichkeit der Halbwertszeiten des RaB (26,8 min) und RaC (19,7 min) weniger einfach. Für die Extrapolation der nach Abzug der langlebigen und der ThB + C + C″-Aktivität erhaltenen Werte auf das Ende der Expositionszeit muß daher die exakte aus den Formeln Abschnitt III A errechnete Abfallkurve zugrunde gelegt werden. Eine Extrapolation auf Filtergleichgewicht war nicht erforderlich, weil die Expositionszeiten stets so lang waren, daß für die Rn-Folgeprodukte Gleichgewicht erreicht wurde. Abb. 1 gibt eine Meßkurve und die verschiedenen Aktivitätsbeiträge wieder.

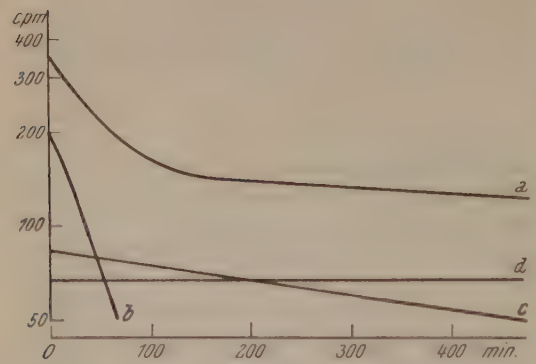

Abb. 1. Beispiel einer Abfallkurve. *a* Gesamtaktivität, *b* Rn-Folgeprodukte, *c* Tn-Folgeprodukte, *d* Spaltprodukte

V. Absolutmessung von Aktivitäten

Die absolute Größe der Aktivität ergibt sich aus den Zählrohrmessungen, wenn man die Ansprechwahrscheinlichkeit des benutzten Zählrohrs für die verschiedenen Strahlungen kennt. Man muß also für jeden Aktivi-

tätsbeitrag, den man gesondert zu bestimmen wünscht, feststellen, wie groß der Bruchteil ist, der wirklich gezählt wird; zum Vergleich muß man daher eine Absolutbestimmung in möglichst guter Annäherung wirklich ausführen.

Gegenüber derartigen Messungen an üblichen radioaktiven Präparaten treten bei den Filtern zusätzliche Schwierigkeiten auf. Die aktive Schicht ist weder unendlich dünn noch auch nur homogen, was man sonst zur Vereinfachung mindestens in guter Annäherung zu erreichen suchen würde. Die an Aerosole angelagerten aktiven Atome sind in dem inaktiven und physikalisch nicht einfach beschreibbaren Filtermaterial verteilt. Diese Verteilung ist ihrerseits sicher wieder ungleichmäßig. Doch wird man die plausible Annahme machen können, daß die Einlagerung der Aerosole in die infinitesimal gedachten Schichten des Filters proportional zur einfallenden Konzentration erfolgt, also mit der Eindringtiefe nach einer Exponentialfunktion abnimmt. Die Aktivität ist dann ziemlich einseitig nach der exponierten Oberfläche zu anzunehmen. Über die mittlere Eindringtiefe war jedoch nichts bekannt.

Eine Variation der Filterdicke, die man zur Klärung dieser Verhältnisse hätte benutzen können, ließ sich nicht durchführen. Die Filter einer bestimmten Zusammensetzung standen nur in einer einzigen Schichtdicke zur Verfügung, so daß man höchstens mit Vielfachen dieser schon sehr dicken Schicht (20 bis 26 mg/cm²) arbeiten konnte.

So blieb nur der Weg, das Filter in das Innere eines Zählrohres zu bringen. Mit einem Methan-Durchfluß-Zähler, der 2π-Geometrie besaß, wurden Vergleichsmessungen durchgeführt. In dem ständig durch das Rohr gehenden Methanstrom können Adsorptionseffekte am Filter für die Messung praktisch keine Rolle spielen. Mit frisch beladenen Filtern wurde zuerst am β-Zähler der RaB + C-Abfall, dann im Methan-Zähler der RaB + C- und anschließend der ThB + C + C″-Abfall und endlich wieder am β-Zähler der ThB + C + C″-Abfall gemessen und jeweils aus dem Ergebnis die Aktivität auf das Ende der Expositionszeit extrapoliert. Der Methan-Zähler konnte im Proportionalbereich betrieben werden, so daß es möglich war, auch α-Teilchen zu zählen und durch einfache Änderung der Betriebsspannung an demselben Filter α- und β-Aktivität laufend zu vergleichen.

Aus dem Verhältnis der beiden Zählraten gegenüber dem theoretisch bei unendlich dünner Schicht zu erwartenden Verhältniswert läßt sich die mittlere Eindringtiefe der aktiven Teilchen in das Filter bestimmen. Die β-Zählrate ist wegen der Rückstreuung an der Unterlage zu korrigieren. Da in jedem Fall die unmittelbare Unterlage der aktiven Schicht aus Filtermaterial besteht, wurde eine sättigungsdicke Schicht aus Filterpapierlagen als Unterlage für das aktivierte Filter benutzt. Auf Grund der Zusammensetzung der Filter wurde nach Lerch [*12*] ein Rückstreukoeffizient von 1,14 angenommen. Das theoretische Verhältnis der Zahl der α- zu der der β-Teilchen wurde für das Ende der Expositionszeit bei Filtergleichgewicht für die Rn-Produkte zu 0,65 bzw. die Tn-Produkte zu 0,52 berechnet. Gegenüber der danach bei dünner Schicht

zu erwartenden α-Zählrate ergab sich, wenn man den Rückstreukoeffizienten für die β-Strahlen berücksichtigt, daß 72 bzw. 77% der α-Teilchen aus dem Filter austraten.

Es sind jedoch noch weitere Korrekturen erforderlich. ThC′ hat eine so kurze Halbwertszeit, daß die von seinen α-Teilchen und die vorher von den zugehörigen ThC-β-Teilchen erzeugten Impulse innerhalb der Auflösungszeit der Zählapparatur koinzidieren, sofern beide zur Zählung gelangen. Der dadurch bei der β-Zählung eintretende Verlust berechnet sich zu 14,5%, wenn man den Anteil der C″-Zerfälle an der Gesamtzahl der β-Zerfälle in der Th-Reihe, die Tatsache, daß bei den α-Teilchen je 50% nach vorn und hinten gehen, bei den β-Teilchen 57% nach vorn, 43% nach hinten, und eine α-Austrittswahrscheinlichkeit $k = 0{,}77$ berücksichtigt.

Mit Hilfe von k läßt sich eine erste Abschätzung der Dicke der aktiven Schicht gewinnen. Bekanntlich [*13*] ist für eine Schicht, deren Dicke d kleiner als die α-Reichweite R, aber nicht beliebig dünn ist, bei konstanter spezifischer Volumenaktivität p und bei 2π-Geometrie das Verhältnis der Zahl der austretenden zur Zahl der emittierten α-Teilchen

$$k = n/m = 1 - d/2R, \quad m = pd/2. \tag{9}$$

Nun ist die Reichweite der RaC′- bzw. ThC + C′-α-Teilchen 6,9 bzw. 7,25 cm Luft. Nimmt man auf Grund der Zusammensetzung der Filter ein Bremsvermögen von 0,73 an, so folgt im Filtermaterial $R = 6{,}8$ bzw. 7,15 mg/cm² und $d = 3{,}8$ bzw. 3,3 mg/cm².

Mit dieser Schichtdicke folgt, daß von den Umwandlungselektronen des RaB und des ThB nur die mit Energien oberhalb ca. 40 keV wesentlich zur Zählrate beitragen. Die genaue Grenze ist wegen der Verteilung der Elektronenlinien [*14*, *15*] ohne Belang. Danach kommen bei RaB 0,2 und bei ThB 0,4 Konversionselektronen je Zerfall ins Spiel. Gezählt werden aber nur diejenigen, die nicht mit den zugehörigen Zerfallselektronen koinzidieren. Bezogen auf die Gesamtzahl der gezählten Elektronen sind das bei den Rn-Produktion 5%, bei den Tn-Produkten 10%. Mit Berücksichtigung der demgemäß zuviel gezählten Elektronen wird für die Ra-Reihe $k = 0{,}75$, für die Th-Reihe $k = 0{,}74$.

Mit diesen Werten kann man die oben abgeschätzten Schichtdicken korrigieren und erhält 3,36 bzw. 3,26, im Mittel 3,3 mg/cm². Dieses unter der Voraussetzung $p = \text{const}$ abgeleitete d ist jedoch nur eine sehr grobe Näherung für die angenommene exponentielle Aktivitätsverteilung. Für eine solche wird statt (9)

$$m = \frac{p(0)}{2}\int_0^\infty e^{-\mu x}\,dx, \quad k = \mu\int_0^R e^{-\mu x}\left(1-\frac{x}{R}\right)dx = \frac{e^{-\mu R}-1}{\mu R}+1, \tag{10}$$

und daraus ergibt sich mit den jetzt verfügbaren Werten die Halbwertsdicke im Mittel zu

$$x_{1/2} = \ln 2/\mu = 1{,}25\ \text{mg/cm}^2$$

(aus der Ra- bzw. Th-Reihe 1,19 bzw. 1,33 mg/cm²). Die Aktivität ist also in einer relativ sehr dünnen Schicht abgelagert.

Unter Berücksichtigung der angegebenen Korrekturen ermittelt man schließlich die tatsächliche Zahl der β-Zerfälle. Nimmt man an, daß abgesehen von den besprochenen Einschränkungen alle Zerfallselektronen im Methan-Zähler registriert werden, und vergleicht mit der Zählrate des β-Zählers der benutzten Ausführung, so ergibt sich bei diesem die Ansprechwahrscheinlichkeit 15,0% für ThB + C + C″ und 19,6% für RaB + C. Die Verluste an Zerfallselektronen am weichen Ende des kontinuierlichen Spektrums und die Beiträge der weichsten Konversionselektronen aus der Nähe der Oberfläche sind nicht berücksichtigt. Ihr Einfluß bleibt aber innerhalb der durch die sonstigen Ungenauigkeiten bedingten Fehlergrenzen.

VI. Das Verhältnis der Tn- zu den Rn-Folgeprodukten

A. Mittelwert

Die von den Tn- bzw. Rn-Folgeprodukten herrührenden Aktivitäten sollen im folgenden kurz als Th- bzw. Ra-Aktivität bezeichnet werden. Über das Verhältnis dieser beiden Aktivitäten in der bodennahen Atmosphäre liegen bisher nur unsichere Werte und grobe Abschätzungen vor. Einige Autoren vermuten, daß beide von der gleichen Größenordnung sind [*10*]. Eine Stütze findet diese Meinung in einer einfachen Rechnung, die unter der Annahme, daß der mittlere Gehalt der Gesteinsrinde an Th das Dreifache des Gehalts an U beträgt (Werte des U- und Th-Gehalts für eine Reihe von Gesteinen vgl. Hecht [*18*]) und daß die entstehenden Emanationen im entsprechenden Gleichgewichtsverhältnis aus dem Boden austreten, ein Verhältnis der Th- zur Ra-Aktivität von 0,95 liefert. Dagegen spricht, daß sich der Unterschied in den Halbwertszeiten der Emanationen (Tn 54,5 sec, Rn 3,825d) auf die Diffusion aus dem Boden auswirken müßte und demzufolge Tn im Verhältnis 1 : 78 benachteiligt sein sollte, da das quadratische Mittel der Diffusionslänge der Zeit proportional ist. Jedoch können die speziellen Untergrundverhältnisse an einem bestimmten Meßort von den bei solchen Überlegungen ausdrücklich und unausgesprochen gemachten Annahmen sehr stark abweichen.

In den Monaten Dezember 1953 bis Juni 1954 wurden in Heidelberg am Neckarsteilhang unterhalb des Physikalischen Instituts rd. 70 Messungen des Th:Ra-Verhältnisses durchgeführt, wobei die Filter in ca. 4 m Höhe über dem Erdboden exponiert wurden. Für das Verhältnis der auf das Ende der Expositionszeit extrapolierten Th- zur entsprechenden Ra-Zählrate ergibt sich daraus ein gewogenes Mittel von 0,46, dem eine statistische Genauigkeit von ungefähr 1% zukommt. Berücksichtigt man die verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre für die Strahlungen der Tn- und für die der Rn-Folgeprodukte, so erhält man den Wert 0,6 für das Verhältnis der Th-Aktivität zur Ra-Aktivität auf dem Filter, bezogen auf das Ende der Expositionszeit; dabei ist Filtergleichgewicht für beide Zerfallsreihen zugrunde gelegt.

Die Ra-Aktivität, die mit β-Zählrohren gemessen wird, ist $N_{RaB}\lambda_{RaB} + + N_{RaC}\lambda_{RaC}$. Für die Th-Aktivität ist die ThB-Aktivität, 2/3 der

ThC-Aktivität und die ThC″-Aktivität zu berücksichtigen. Wegen der kurzen Halbwertszeit des ThC″ kann man die Rechnung dadurch vereinfachen, daß man statt der ThC″-Aktivität die gesamte ThC-Aktivität in Rechnung stellt. Die gemessene β-Aktivität der Tn-Produkte ist also $N_{ThB}\lambda_{ThB} + N_{ThC}\lambda_{ThC}$. Demnach liefern die Messungen

$$(N_{ThB}\lambda_{ThB} + N_{ThC}\lambda_{ThC}) / (N_{RaB}\lambda_{RaB} N_{RaC}\lambda_{RaC}) = 0{,}6\,.$$

In der Luft sind die Abweichungen vom Gleichgewicht, wie sie durch die Schwankungen der Bodenexhalation verursacht werden, im Mittel über lange Zeiten sicher klein. Man kann daher für die vorliegende Überlegung Gleichgewicht annehmen und Gleichung (8) benutzen. Diese gibt

$$A_{Th} = (N_{ThB}\lambda_{ThB} + N_{ThC}\lambda_{ThC}) / 1925\ \mathrm{f},$$
$$A_{Ra} = (N_{RaB}\lambda_{RaB} + N_{RaC}\lambda_{RaC}) / 114{,}4\ \mathrm{f}$$

und man erhält

$$A_{Th} / A_{Ra} = 0{,}04\,.$$

Dieser Wert liegt einerseits höher als der bei den Diffusionsbetrachtungen resultierende, andererseits niedriger als die verläßlichsten Ionisationskammer-Bestimmungen [*22*]. Es besteht die Möglichkeit, daß die nichtradioaktiven Vorgänge, die Aerosole mit den angelagerten aktiven Stoffen aus der Luft entfernen und für die Gleichgewichtsstörung in der Ra-Reihe beim RaD verantwortlich sind [*7*, *19*], sich wenigstens zeitweise auf die Tn-Produkte auswirken, während ein Einfluß auf die kurzlebigen Rn-Produkte praktisch ausgeschlossen ist.

Daß die Heidelberger Ergebnisse keine Sonderstellung einnehmen, beweisen andernorts durchgeführte Messungen an Filtern [*19*], wenn man sie bezüglich des Th : Ra-Verhältnisses auswertet. Sofern nämlich die Ra-Aktivität sich in der Abfallkurve überhaupt deutlich gegen die Th-Aktivität absetzt, kann das Verhältnis der beiden Aktivitäten gar keinen wesentlich höheren Wert, als hier errechnet, haben, da das Verhältnis der Aktivitäten auf dem Filter durch 16,8 zu dividieren ist, wenn man auf die Aktivitäten in der Luft übergeht.

B. Schwankungen und ihre Ursachen

Die bei den Messungen beobachteten Schwankungen der Einzelwerte waren sehr erheblich. Die Prüfung der Versuchsbedingungen, also insbesondere der meteorologischen Verhältnisse und des Zustandes der obersten Bodenschichten, zeigte, daß sich die Verschiedenheiten der Werte, wenn die Bedingungen einigermaßen übersichtlich sind, zwanglos durch den Unterschied in den Halbwertszeiten der Emanationen erklären lassen.

Bei der in Abb. 2 wiedergegebenen Meßreihe ist der Gang der Verhältniswerte von den Änderungen der Bodenexhalation bedingt. Im Gegensatz zur ersten Dezemberhälfte, die niederschlagsfrei blieb, lag am 9. Januar eine geschlossene Schneedecke, die in der Zeit vom 13. bis 14. Januar taute. Bei mildem Wetter sickerte das Schmelzwasser in den nächsten Tagen in den Boden ein (bei dem den Hang bedeckenden Lehm sehr langsam), und die Bodenfeuchtigkeit wurde durch Regenfälle noch vermehrt.

Zuerst die Schneedecke und anschließend die ungewöhnlich starke Bodenfeuchtigkeit in den obersten Schichten versperrte der Bodenluft und damit den Emanationen den Austritt aus dem Erdboden weitgehend. Die 3,825 d des Rn lassen die Absperrung für die gemessenen Folgeprodukte erst langsam spürbar werden, die 54,5 sec des Tn dagegen, wenn auch gemildert durch die 10,6 h des ThB, recht kurzfristig. Umgekehrt ist das Wiederansteigen der Bodenexhalation bei den Tn-Produkten eher zu beobachten, da innerhalb von Sekunden beträchtliche Mengen von Folgeprodukten gebildet werden, welche die Filter aufnehmen. Die Erzeugung der im Filter ablagerfähigen Rn-Folgeprodukte erfolgt demgegenüber sehr viel langsamer.

In der Zeit vom 27. Januar bis 3. Februar 1954 herrschten ebenfalls übersichtliche Wetter- und außerdem konstante Bodenverhältnisse. Bei der in Abb. 3 dargestellten Meßreihe wurden die Filter in regelmäßiger Folge jeweils 4 h exponiert, Filterwechsel erfolgte um 2, 6, 10, ... Uhr. Während der ganzen Zeit herrschte trockenes Frostwetter, der Boden war schneefrei und hart gefroren. Der letztere Umstand erklärt die durchweg niedrigen Werte des Th : Ra-Verhältnisses. Trotz des in seinem Erscheinungsbild gleichmäßigen Wetters variierte der Luftdruck beträchtlich. Die Ra-Aktivität verhielt sich weitgehend gegenläufig zum Gang des Luftdrucks, während man das von der Th-Aktivität nur mit Einschränkung sagen kann. Diese Luftdruckabhängigkeit im großen dürfte durch die entsprechenden Vertikalbewegungen über größere Höhen zustande kommen. Wegen der größeren Lebensdauer des Rn, das demzufolge in größere Höhen gelangen kann, vermag sich das vor allem auf die Ra-Aktivität auszuwirken. Th-Produkte scheinen dagegen weniger große Höhen zu erreichen, so daß der Luftdruck im großen weniger Einfluß ausüben kann. Wohl aber zeigt die Th-Aktivität den Einfluß lokaler und auf geringere Höhen beschränkter Vertikalbewegungen. Denn nur so läßt sich offenbar der bei Th sehr ausgeprägte Tagesgang deuten, der übrigens auch der starken Variation der Ra-Aktivität überlagert noch zu erkennen ist. Luftdruckänderungen und Vertikalbewegungen müssen sich außer auf die Aerosole auch auf die Bodenexhalation auswirken. Dies erklärt dann leicht durch den Unterschied in den Halbwerts-

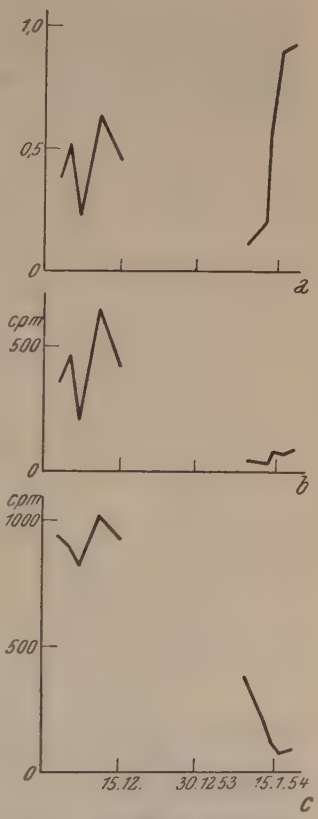

Abb. 2. Aktivität in Heidelberg Dezember 1953 bis Januar 1954. *a* Th: Ra-Verhältnis, *b* Th-Aktivität, *c* Ra-Aktivität

zeiten, daß sich der Tagesgang bei Th besser ausprägte. Die Ausbildung einer lokalen Zirkulation ließe sich in Anbetracht der Nähe des Neckars sowie der Hanglage der Meßstelle verstehen. Daß hier unter solchen Verhältnissen der auch bei Ionisationskammer-Messungen [*16*, *17*] beobachtete entgegengesetzte Verlauf bei Aktivität und Lufttemperatur auftritt, ist verständlich. Man darf diese Beziehung nur nicht auf beliebige Untersuchungsbedingungen verallgemeinern.

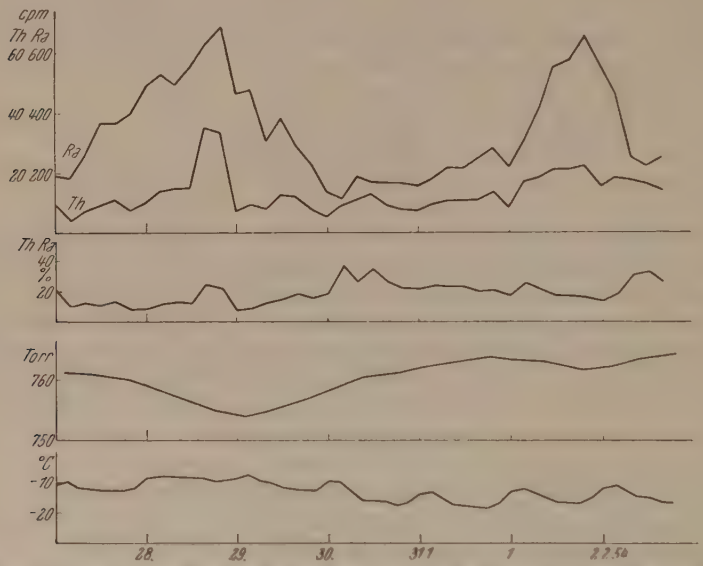

Abb. 3. Ra- und Th-Aktivität, Th : Ra-Verhältnis, Luftdruck und Lufttemperatur 27. Januar bis 3. Februar 1954. Die Tagesmarkierungen beziehen sich jeweils auf 12 Uhr mittags

Messungen, die im März und April 1955 auf dem Königstuhl in 565 m Höhe (gegenüber ca. 130 m der erstgenannten Meßstelle) vorgenommen wurden, ließen wiederum den Einfluß einer Schneedecke und des Frostes in den oberen Bodenschichten erkennen. Obgleich die statistische Genauigkeit nicht so gut wie bei den Messungen in Heidelberg ist, kann man ferner aus den Beobachtungen, die in Abb. 4 zusammengestellt sind, entnehmen, daß der Mittelwert des Th : Ra-Verhältnisses an dieser Meßstelle mit 0,43 nicht wesentlich von dem in Heidelberg gefundenen abweicht, obgleich die Absolutwerte sowohl der Th- als auch der Ra-Aktivität merklich tiefer liegen als im Neckartal. Der Grund dafür ist einerseits die Lage der beiden Meßstellen zueinander am Rande des Rheintalgrabens, wo der Vertikalaustausch eine vollständige Durchmischung der untersten Luftschichten vom Talboden bis zum oberen Rand des Hanges und vermutlich noch etwas darüber hinaus herbeiführt. Andererseits ist die Gesamtaktivität der Luft an dem Beobachtungsort auf dem Berggipfel infolge des horizontalen Austausches mit Luft, die schon erheblich größeren Abstand vom Erdboden hat und daher ärmer

an Emanationen und im allgemeinen auch an Aerosolen ist, geringer als an der Talstation.

Daß abgesehen von diesen durchsichtigen Einflüssen bei dem komplizierten Zusammenwirken der verschiedenen Witterungsfaktoren beim Th : Ra-Verhältnis Streuungen auftreten, die infolge mangelhafter Kenntnis vor allem der lokalen und kurzfristigen Änderungen der Wetterdaten schwierig zu deuten sind, ist nicht verwunderlich. Ein wesentlicher

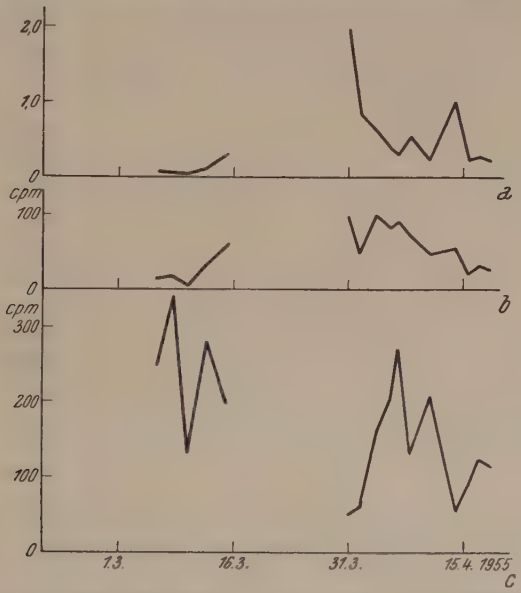

Abb. 4. Aktivität auf dem Königstuhl März bis April 1955. *a* Th : Ra-Verhältnis, *b* Th-Aktivität, *c* Ra-Aktivität Erste Märzhälfte Schnee und Bodenfrost. Ab 7. April ergiebige Regenfälle

Grund ist auch hier, daß die Th-Aktivität wegen der kurzen Tn-Halbwertszeit auf alle Schwankungen der Bodenexhalation schnell, die Ra-Aktivität dagegen langsam reagiert, während z. B. die Entfernung von Aerosolen aus der Luft durch Niederschläge beide gleichzeitig beeinflußt. Man tut daher gut daran, das Verhalten des Th : Ra-Verhältnisses stets im Zusammenhang mit dem Verhalten der Th-Aktivität für sich und der Ra-Aktivität für sich zu betrachten.

VII. Einfluß der meteorologischen Bedingungen

Im vorigen Abschnitt wurden bereits mehrfach meteorologische Einwirkungen auf die Luftaktivität gestreift. Das Bild, das sich in dieser Hinsicht aus den bereits besprochenen Messungen ergibt, wird wesentlich ergänzt durch Messungen, die von Mai bis September 1954 in Heidelberg und auf dem Königsstuhl durchgeführt wurden. Im Gegensatz zu den oben diskutierten Fällen, wo relativ einfache atmosphärische Bedingungen vorlagen, macht sich bei den in Abb. 5 und 6 dargestellten Meßergebnissen die Gesamtheit der meteorologischen Beziehungen geltend.

Besonders ins Auge fallend ist die Abnahme der Aktivität im Zusammenhang mit Niederschlägen. Niederschläge verursachen eine erhebliche Verminderung der Aerosole. Darüber hinaus führen sie zu einer Durch-

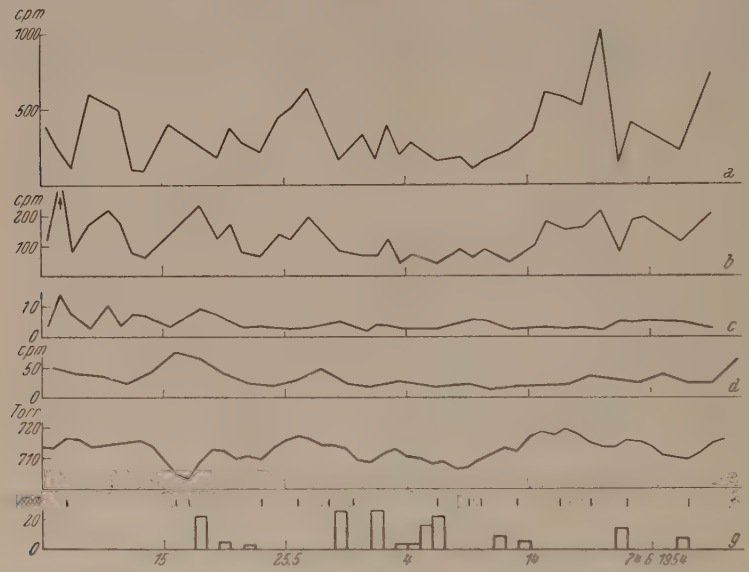

Abb. 5. Natürliche Aktivität Mai bis Juni 1954. *a* Ra-Aktivität Heidelberg, *b* Th-Aktivität Heidelberg, *c* Th : Ra-Verhältnis Heidelberg, *d* Th-Aktivität Königstuhl, *e* Luftdruck, *f* Luftmassenwechsel (Frontdurchgänge), *g* Niederschläge. Die Messung der Ra-Aktivität auf dem Königstuhl ließ sich aus organisatorischen Gründen nicht durchführen

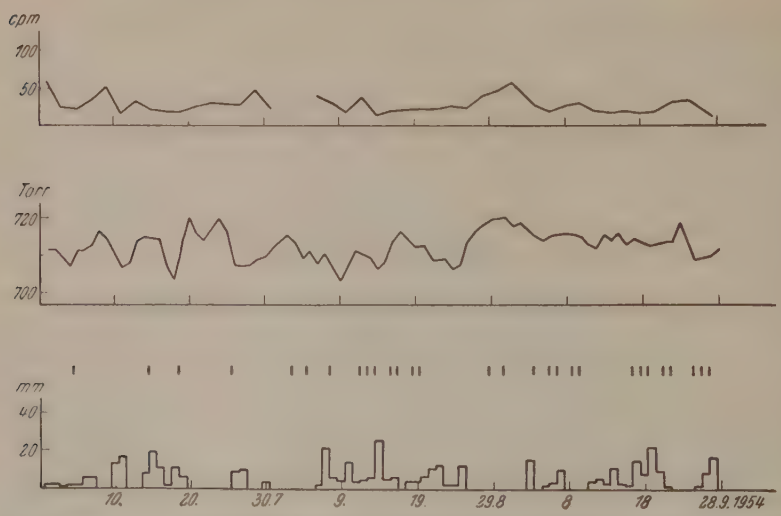

Abb. 6. Messungen der Th-Aktivität auf dem Königstuhl sowie Luftdruck, Luftmassenwechsel und Niederschläge, Juli bis September 1954

feuchtung der oberen Bodenschichten, und diese verursacht ihrerseits, wie bereits an dem besonders hervorstechenden Fall des tauenden Schnees gezeigt wurde, durch Ausfüllen der Bodenporen eine Schwächung der Exhalation. Andererseits veranlaßt die allmähliche Austrocknung der oberen Bodenschichten nach Aufhören der Niederschläge einen Wiederanstieg der Aktivität, wie ebenfalls aus den Meßergebnissen deutlich hervorgeht, wobei auch die Zunahme der Aerosolkonzentration in niederschlagsarmen Zeiten eine Rolle spielen dürfte. In dem sehr regenreichen Sommer 1954 nahmen die Niederschlagseffekte eine so beherrschende Stellung ein, daß sie die aller anderen meteorologischen Faktoren weitgehend überdeckten.

So können sich z. B. verschiedene Luftmassen in der Konzentration der Aerosole unterscheiden [*23*]. Da Frontdurchgänge häufig mit Niederschlägen gekoppelt sind, ist das bei den hier verwendeten Expositionszeiten von 24 und 48 h nur selten zu erkennen. Nur die Luftmassenwechsel am 9./10. und am 17./19. Juni waren zeitlich von Niederschlägen weit genug entfernt, so daß sich die Aktivitätsänderungen aus der Umgebung herausheben.

Der Vergleich der Aktivitäten mit dem Luftdruck ist ein ausgezeichnetes Beispiel dafür, wie vorsichtig man bei der Aufstellung von Beziehungen zu meteorologischen Einzeldaten sein muß. Es hat an einigen Stellen des Diagramms Abb. 5 durchaus den Anschein, als ob sich Aktivität und Luftdruck ausgesprochen gleichläufig verhielten. Diese Täuschung

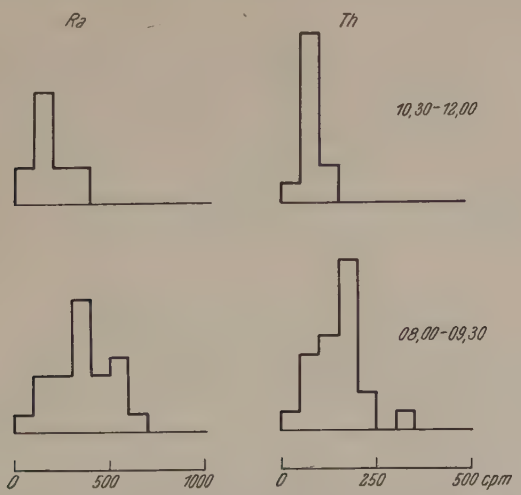

Abb. 7. Abhängigkeit der Aktivität von der Tageszeit. Zahl der Filter in Gruppen von 100 zu 100 cpm für Ra und 50 zu 50 cpm für Th

entsteht dadurch, daß die längeren Perioden hohen Luftdrucks mit Niederschlagspausen zusammenfallen. In diesen Pausen kommt es zu dem oben erläuterten Austrocknungseffekt. Bündige Vergleiche des Verhaltens von Aktivität und Luftdruck sind wegen der beherrschenden Niederschlags-

effekte nur möglich, wo längere Zeit niederschlagsfreies Wetter ohne Luftmassenwechsel herrschte. Bei den vorliegenden Messungen war das einmal in der ersten Mai-Hälfte der Fall. Hier entsprechen den Luftdruckmaxima am 7. und 13. Mai Aktivitätsminima, und der Gang der Aktivitäten ist durchweg dem des Luftdrucks entgegengesetzt wie bei den Beobachtungen im Winter. Außerdem kam der Luftdruckeffekt nur noch einmal vom 17. bis 25. August zur Geltung, wo trotz Niederschlagstätigkeit die Aktivität bei stark fallendem Luftdruck kontinuierlich anstieg. Das anschließende steile Anwachsen der Aktivität vom 27. August an ist zweifellos auf das von diesem Tage an einsetzende niederschlagsfreie Wetter zurückzuführen.

Übrigens zeigten auch die Messungen, die im Mai und Juni in Heidelberg durchgeführt wurden und bei denen die Filterwechselzeiten am Vormittag über einen gewissen Bereich streuten, einen Hinweis auf den Tagesgang. Aus den in Abb. 7 wiedergegebenen Histogrammen ersieht man, daß die Aktivität in der Zeit zwischen 8 und 9.30 Uhr im Mittel wesentlich höher war als in der Zeit zwischen 10.30 und 12 Uhr. Diese Statistik reicht allerdings nicht aus, um daraus allein auf den Tagesgang zu schließen, aber er findet in den früher besprochenen Wintermessungen seine Bestätigung.

Aus den Messungen ergeben sich demnach folgende allgemeine Zusammenhänge: Die Aktivitätskonzentration in der Luft hängt von der Nachlieferung durch die Emanationen und von der Aerosolkonzentration ab.

Die Nachlieferung der Emanationen erfolgt durch die Bodenexhalation. Änderungen der Bodenexhalation werden durch Änderungen der für die Durchlässigkeit der Bodenporen maßgeblichen Bodenfeuchtigkeit sowie durch vertikale und horizontale Luftbewegungen verursacht. Änderungen der Bodenfeuchtigkeit sind vor allem durch die Niederschläge bedingt, aber besonders beim Austrocknen auch durch andere Witterungseinflüsse. Die vertikalen und horizontalen Luftbewegungen in den bodennahen Luftschichten hängen von den Luftdruck- und Temperaturverhältnissen ab.

Änderungen der Aerosolkonzentration können durch Niederschläge, durch Luftmassenwechsel und durch vertikale Luftbewegungen eintreten. Niederschläge führen zu einer Verminderung des Aerosolgehalts. Verschiedene Luftmassen können je nach ihrer Vorgeschichte verschiedene Aerosolkonzentration besitzen. Vertikale Luftbewegungen, wie sie durch die großräumige Luftdruckverteilung oder durch lokale Luftdruck- und Temperaturverhältnisse erzeugt werden, können die Aerosolkonzentration in der bodennahen Luftschicht je nach ihrer Richtung erhöhen oder herabsetzen.

Alle diese Faktoren wirken im allgemeinen gleichzeitig. Man darf daher nicht die Effekte der einzelnen Variablen gesondert betrachten, sondern muß die Gesamtheit der Witterungskomponenten und die durch Überlagerung der verschiedenen Einflüsse resultierende Wirkung in Rechnung stellen.

VIII. Absolutwerte der Aktivität

Die Bestimmung der Absolutwerte der Aktivitäten je Volumeneinheit der atmosphärischen Luft aus den gemessenen Filteraktivitäten geschieht mittels Gleichung (8). Man hat dabei nur noch die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs für die betreffende Aktivität zu berücksichtigen. Um einen Vergleich mit den an anderen Orten und mit anderen Methoden gemessenen Werten zu bekommen, wurde der Mittelwert der Ra-Aktivität für die zweimonatige Dauermeßreihe Mai—Juni 1954 in Heidelberg (Abb. 5) errechnet: er betrug 338 cpm. Daraus ergibt sich ein Wert von 418 Zerfällen je Minute und Kubikmeter oder $1{,}88 \cdot 10^{-10}$ Curie/m³ Luft für die von einem Glied der Ra-Reihe herrührende Aktivität, d. h. die von anderen Meßorten und Meßverfahren her bekannte Größenordnung.

Die von anderer Seite [*24*] festgestellte größenordnungsmäßige Diskrepanz zwischen Filtermessungen und Ionisationskammer-Werten ist nicht auf ein Versagen der Methode zurückzuführen, sondern kann nur durch Unzulänglichkeiten der dort verwendeten Filter, Saug- oder Meßapparaturen verursacht sein.

Die Heidelberger Messungen gestatten es nun, der Ra-Aktivität die anderen Aktivitäten quantitativ gegenüberzustellen, die in der Atmosphäre eine Rolle spielen. Die Th-Aktivität ergibt sich nach Abschnitt VI A im Mittel zu $7{,}5 \cdot 10^{-12}$ Curie/m³. Das ist auch ungefähr der bisher bei Heidelberg beobachtete Maximalwert der Spaltproduktaktivität [*9*]. Einen Mittelwert für die Spaltprodukte anzugeben, hat wenig Sinn, weil die Schwankungen von der zeitlichen Folge der Atombombenversuche abhängen. In den letzten zwei Jahren lag die Spaltproduktaktivität im bodennahen Heidelberger Luftraum manchmal monatelang um 10^{-13} Curie/m³, mehrfach aber wochenlang über 10^{-12} Curie/m³.

Es wurde bereits erwähnt, daß das radioaktive Gleichgewicht in der Ra-Reihe beim RaD durch nicht-radioaktiv bedingtes Ausfallen gestört ist. Wie stark diese Störung ist, ersieht man daraus, daß die von RaD oder einem Element der Ra-Reihe jenseits des RaD herrührende Aktivität in der Luft nach den Messungen des Verfassers in Heidelberg und auf dem Königstuhl [*7*] nur etwa 10^{-14} Curie/m³ beträgt.

IX. Bodenluft-Untersuchungen

Das Filterverfahren wurde auch zur Untersuchung von Bodenluft-Aktivitäten angewendet, weil andere Zählrohrmethoden auf diesem Gebiet bisher nicht zum Erfolg geführt haben. Dabei war es nötig, eine vom elektrischen Netz unabhängige Apparatur zu benutzen. Als Saugvorrichtung diente eine blasebalgähnliche Konstruktion und für die Messung ein Batterie-Zählrohrgerät. Der Batteriebetrieb wurde auch auf die Zählrohrhochspannung ausgedehnt, da heute für die in Betracht kommenden Spannungen handelsübliche Batterien zur Verfügung stehen. Es wurden die gleichen Zählrohre benutzt wie bei den übrigen Messungen. Die elektronische Zähleinrichtung arbeitete ohne Untersetzer, um Heizleistung zu sparen. Die Anzeige erfolgte direkt durch ein mechanisches

Feinzählwerk, das 1000 cpm in statistischer Folge noch einwandfrei registrierte. Um Batteriestrom zu sparen, war es nötig, das Zählwerk statt mit der vielfach üblichen Ruhestromschaltung mit Arbeitsstrom zu betreiben. Die Funktion der Apparatur wurde durch Versuche mit atmosphärischer Luft überprüft.

Bei den eigentlichen Untersuchungen wurde die Bodenluft aus Bohrlöchern von 7,5 cm Durchmesser und einigen Metern Tiefe gesaugt, in deren Öffnung die Filterhalterung eingesetzt war. Für die Abdichtung gegen die Außenluft erwies sich feuchter Lehm als zweckmäßig. Auch in einigen gerade zugänglichen Stollen wurden Messungen durchgeführt, so in einem alten Luftschutzstollen im Gehängelehm beim Physikalischen Institut und in einem für Garagenbau in den Granit getriebenen Stollen auf dem Nordufer des Neckar am Ostrand von Heidelberg.

Die Stärke und Zusammensetzung der Aktivität hinsichtlich Ra- und Th-Beitrag ergaben sich bei den Bohrungen im Lehm, die den anstehenden Fels nicht erreichten, und bei den Stollen-Untersuchungen als ähnlich wie im Durchschnitt der Messungen an der atmosphärischen Luft. Hinsichtlich des Stollens im Granit erscheint dieser Befund etwas unerwartet, da der Gehalt des Granits an aktiven Bestandteilen relativ hoch ist, die die Granitspalten in größere Tiefen durchsetzen können. Erklärt wird die Tatsache jedoch durch die Feststellung, daß in den Wänden des Stollens alle Spalten deszendent mit Verwitterungsprodukten, zum guten Teil mit Lehm, gefüllt waren.

Der Versuch, lokale Unterschiede in der Bodenaktivität in Beziehung zur geologischen Struktur zu setzen, wurde an einer Verwerfungsspalte bei Waibstadt südöstlich von Heidelberg gemacht, für die nach den geologischen Befunden eine Sprunghöhe von 70 m angenommen wird. Die genaue Lage der Verwerfung war durch bis auf das Anstehende reichende Sondierungsbohrungen der Firma Grimmig bekannt, auch liegen für diese Stelle Ergebnisse anderer geophysikalischer Messungen des Verfassers [*20*] vor. Die Bohrungen konnten für die Bodenluft-Untersuchungen benutzt werden. Obgleich hier mächtige Sedimentschichten anstehen (Buntsandstein und Muschelkalk), wurde eine Erhöhung der Aktivität um einen Faktor 4 über der Verwerfung festgestellt.

Der absolute Betrag der Aktivität kann nur grob geschätzt werden, da bei der geringen auspumpbaren Bodenluftmenge und dem diskontinuierlichen Pumpbetrieb die Sauggeschwindigkeit starken Änderungen unterworfen ist. So weit diese Versuchsbedingungen qualitativ beurteilt werden können, lag die Aktivität zwischen 10^{-8} und 10^{-9} Curie/m^3, also jedenfalls bedeutend höher als die Aktivität der atmosphärischen Luft, aber niedriger als der Mittelwert für Bodenluft, was im Einklang mit dem niedrigen Gehalt an radioaktiven Substanzen in den unter der Lehmüberdeckung anstehenden Trias-Sedimenten steht.

Herrn Prof. Haxel danke ich für die Aufnahme in seinem Institut, für wertvolle Diskussionen und stete Unterstützung, Herrn Dipl.-Berging. Grimmig für das großzügige Entgegenkommen, das mir als Angehörigem der Firma die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte. Ferner habe ich

zu danken den Herren Prof. Kienle und Prof. Bohrmann für bereitwillige Hilfe bei der Aufstellung der Apparatur auf der Sternwarte Königstuhl, Dr. v. Kienle und Dr. Schuhmacher vom Deutschen Wetterdienst für meteorologische Unterlagen, der Firma Dräger-Werk Lübeck für kostenlose Überlassung des Filtermaterials und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Gewährung von Mitteln.

Literatur

1. Haxel, O.: Z. angew. Phys. **5**, 241 (1953).
2. Siksna, R.: Ark. Geofys. **1**, 123 (1951).
3. Israël, H.: Radioaktivität I. Leipzig 1940.
4. — in Landolt-Börnstein, Zahlenwerte, 6. A., III, 709 (1952).
5. Aliverti, G.: Nuovo Cim. **8**, 233 (1931); Z. Geophys. **9**, 16 (1933).
6. Macek, O. und W. Illing: Gerlands Beitr. Geophys. **43**, 388 (1935).
7. Haxel, O. und G. Schumann: Z. Phys. **142**, 127 (1955)
8. — Naturw. **40**, 458 (1953).
9. Schumann, G.: Z. angew. Phys. Im Druck.
10. Meyer, St. und E. Schweidler: Radioaktivität. Leipzig u. Berlin 1927.
11. Healy, J. W.: Nucleonics **10**, No. 10, p. 14 (1952).
12. Lerch, P.: Helv. Phys. Acta **26**, 663 (1953).
13. Schweidler, E. v.: Phys. Z. **14**, 505 (1913).
14. Ellis, C. D.: Proc. Roy. Soc. (A) **143**, 350 (1934).
15. Flammersfeld, A.: Z. Phys. **114**, 227 (1939).
16. Becker, F.: Gerlands Beitr. Geophys. **42**, 365 (1934).
17. Messerschmidt, W.: Z. Phys. **81**, 84 (1933).
18. Hecht, Fr. in Landolt-Börnstein, Zahlenwerte, 6. A., III, 307 (1952).
19. Blifford, I. H., L. B. Lockhart jr. und H. B. Rosenstock: J. Geophys. Res. **57**, 499 (1952).
20. Grimmig, Heidelberg, Abt. Bergbau, Bericht vom 19. 9. 1953, unveröff.
21. Tsivoglu, E. C., H. Ayer und D. Holaday: Nucleonics **11**, No. 9, p. 40 (1953).
22. Hess, V. F.: Arch. Met. Geoph. Biokl. (A) **3**, 56 (1951).
23. Sittkus, A., D. Ganz und E. Remy: Z. Naturf. **8a**, 317 (1953).
24. Anderson, W., W. V. Mayneord und R. C. Turner: Nature **174**, 424 (1954).

551.508.91

(Max Planck-Institut für Physik der Stratosphäre, Weissenau)

Eine vereinfachte Ausführungsweise der VITTORI-Methode zum Nachweis von Chloridteilchen im Aerosol und die Bestimmung der Teilchengröße

Von

W. Rau

Mit 6 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die Größenbeziehung zwischen Chloridteilchen und den von ihnen in $AgNO_3$-haltigen Gelatineschichten hervorgerufenen Liesegang-Ringen wird mit Hilfe des Sedimentationsverfahrens bestimmt, eine für Dauerregistrierungen geeignete Form dieses Nachweisverfahrens entwickelt und die Wirksamkeit des verwendeten elektrischen Aerosolabscheiders nachgewiesen.

Summary. The relation between the size of chloride-particles and the size of the Liesegang-rings, produced by them in gelatine layers, containing $AgNO_3$, is measured by sedimentation. A simplified mode of this indication method, especially suitable for long time records, is developed, and the effectiveness of the electric aerosol separator used in our experiments is proved.

Résumé. La relation existant entre les dimensions des particules de chlorure et celles des anneaux de Liesegang, produits par celles-ci dans une gélatine imprégnée de nitrate d'argent, est déterminée à l'aide de la méthode de sédimentation. Une manière simplifiée de la méthode de VITTORI, destinée spécialement à des enregistrements de longue durée, est développée. On prouve l'efficacité d'un séparateur électrique pour capturer des particules en suspension dans l'atmosphère.

Unter den Methoden zur Bestimmung von im Aerosol enthaltenen Chloridteilchen, welche gegebenenfalls als Kondensationskerne für Wolkentröpfchen in Frage kommen, d. h. nach der Bezeichnungsweise von JUNGE [*1*] Radien r im Bereich der großen Kerne ($0{,}1\ \mu \leqq r < 1\ \mu$) und der Riesenkerne ($1\ \mu \leqq r < 10\ \mu$) haben müßten, erlaubt die von VITTORI [*2*] angegebene als einzige, einzelne Teilchen direkt zu beobachten und als Chlorid zu identifizieren. Diese Methode ist eine auf Chloride abgestimmte Weiterentwicklung der bekannten Nachweismethoden für Teilchen aus Fe, Pb und PbO in entsprechend präparierten Gelatineschichten [*3*]. Die

spezifische Reaktion, daß das Chloridteilchen beim Auftreffen auf eine $AgNO_3$ enthaltende Gelatineschicht AgCl ausfällt, welches sich bei Belichtung verfärbt, hat den besonderen Vorteil, daß das NaCl in die Gelatineschicht hineindiffundiert, das unlösliche AgCl daher in den von Liesegang (1896) beschriebenen Ringen bzw. Flecken gelagert ist, welche größer sind als das auftreffende Teilchen selbst. Diese Vergrößerung muß bekannt sein, wenn man aus der Ringgröße auf die Größe der Teilchen schließen will.

I. Bestimmung der Teilchengröße

Die wirkliche Teilchengröße selbst haben wir durch das *Sedimentationsverfahren* ermittelt. Dabei kann man hier gegenüber dem üblichen Verfahren, bei welchem man die ausfallenden Teilchen in Dunkelfeldbeleuchtung direkt beobachtet und ihre Fallgeschwindigkeit mißt, wesentlich einfacher vorgehen. Man benützt ein Fallrohr (Abb. 1) und schiebt zu bestimmten Zeiten Testplatten in gleichen Höhen ein, exponiert einige Zeit, nimmt sie dann heraus und belichtet sie intensiv. Die zur Einführung der Platten bestimmten Schieber sind so ausgebildet, daß das Fallrohr auch beim Auswechseln der Platten ständig geschlossen bleibt.

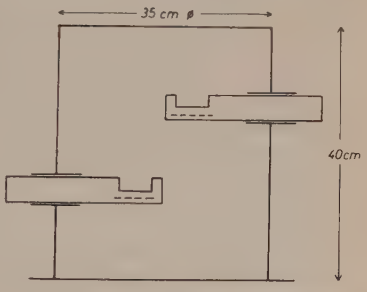

Abb. 1. Fallrohr für das Sedimentationsverfahren

Zur Vermeidung von Turbulenz mußte das Auswechseln möglichst vorsichtig geschehen. Der ganze Behälter stand in einem abgeschlossenen Raum mit konstanter Temperatur, um Verfälschungen durch Wärmeturbulenz vorzubeugen, wie sie vor allem bei direkter Beobachtung der ausfallenden Teilchen bei Radien $< 1\,\mu$ bekannt sind und hauptsächlich von der Beleuchtung herrühren.

II. Präparierung der Platten

Anfangs wurden die Testplatten nach den Angaben von Vittori hergestellt. Handelsübliche weiße Gelatine mit möglichst geringem Chloridgehalt wurde unter Erwärmen in etwas Wasser aufgelöst, der nahezu erkalteten Lösung $AgNO_3$-Lösung zugesetzt und die so zubereitete Gelatine wurde auf Glasplatten (Objektträger) gegossen. Diese Platten waren in feuchter Luft bis zu 3 Tagen haltbar. Ein Zusatz von Glyzerin hält die Platten länger feucht. Bei längerer Lagerung wird die Schicht aber allmählich gebräunt infolge Reaktion des $AgNO_3$ mit der organischen Substanz. Der gebräunte Untergrund mindert den Farbkontrast der AgCl-Ringe. Geringer Chloridgehalt der Gelatine bewirkt ebenfalls eine störende Bräunung des Untergrunds.

Wesentlich bequemer und für längere Versuchsreihen geeigneter erwies sich folgendes Verfahren:

Die Gelatine wird ohne $AgNO_3$-Zusatz auf die Glasplatten gegossen, die Platten getrocknet und dann erst kurz vor Gebrauch 5 bis 10 Minuten

in $AgNO_3$-Lösung gequollen. Dadurch fällt das lästige Anfertigen neuer Platten weg. Die $AgNO_3$-Konzentration erwies sich als nicht sehr wesentlich. Die Gebrauchslösung wurde hergestellt, indem 20 Tropfen einer hochkonzentrierten haltbaren Vorratslösung (2 Teile $AgNO_3$ auf 1 Teil Wasser) in 20 cm^3 destilliertes Wasser gegeben wurden. Dadurch ist das Erneuern der zum Tauchen der Platten verwendeten Lösung, welche meist innerhalb 3 bis 4 Tagen wieder dunkelbraun wird, ebenfalls erleichtert.

Die Schwärzung der Platten kann kurzfristig durch Sonnenlicht (zirka 5 Minuten) geschehen. Bei längeren Meßreihen arbeitet man unabhängiger mit einer Bestrahlungslampe (z. B. Osram-Vitalux). Man erhält dann gleichmäßiger dosierte Bräunung, muß aber eine längere Bestrahlungsdauer in Kauf nehmen.

Nach dem Bräunen werden die Testplatten unter einem Mikroskop bei durchgehendem Licht und 300- bis 500facher Vergrößerung ausgewertet. Auch stärkere Vergrößerungen können noch angewandt werden.

III. Herstellung des Meersalz-Aerosols

Das sedimentierende Aerosol wurde hergestellt, indem in einem größeren Raum mit einer Farbspritzpistole natürliches Meerwasser zweimal je etwa 1 Sekunde lang mit 5 atü Preßluft in Richtung auf das etwa 3 Meter entfernte oben offene Ausfallrohr zersprüht wurde. Dabei wird in dem Behälter eine Teilchendichte von etwa 20000/cm^3 erreicht[1]. Die Größe der Teilchen betrug von 4 bis 5 μ bis unter 0,1 μ Radius.

IV. Größenbestimmung der Salzteilchen

Das Sedimentationsverfahren beruht bekanntlich darauf, daß in einer Aufschlämmung die groben Anteile rascher fallen als die kleinen. Diese Fraktionierung wird ausgenützt. Für den Zusammenhang zwischen Teilchenradius r und Sedimentationsgeschwindigkeit v gilt das bekannte Stokessche Gesetz:

$v = \frac{2}{9} r^2 \cdot g \cdot \frac{\sigma}{\eta_i}$, wobei σ die Dichte des Teilchens, η_i die innere Reibung in Luft ist.

Diese Bezeichnung gilt für Radien von $4 \cdot 10^{-5}$ cm bis 10^{-3} cm, umfaßt also nach den kleinen Teilchen hin nicht mehr den uns interessierenden Bereich der großen Kerne (bis 0,1 μ Radius), wo bereits Gleitung und damit Abweichung vom Stokesschen Gesetz eintritt. Diese wird durch die von Cunningham angegebene Korrektur berücksichtigt:

$$v_{\text{Cunningham}} = v_{\text{Stokes}} \cdot \left(1 + \frac{Al}{r}\right).$$

wobei $A = 0{,}805$ für den Fall elastischer Reflexion der Moleküle gilt und l die mittlere freie Weglänge ($0{,}8 \cdot 10^{-3}$ cm bei Normalverhältnissen) ist.

Nach Millikan ist A selbst noch variabel:

$$A = 0{,}864 + 0{,}23 \cdot \exp.\left(-1{,}25 \cdot \frac{r}{l}\right).$$

[1] Diese Bestimmungen wurden mit dem weiter unten beschriebenen elektrischen Abscheider ausgeführt.

Der Einfluß der für verschiedenes r resultierenden Korrekturfaktoren ist in Abb. 2 wiedergegeben. Außer den oben erwähnten Korrekturen ist noch die von LAMB eingezeichnet.

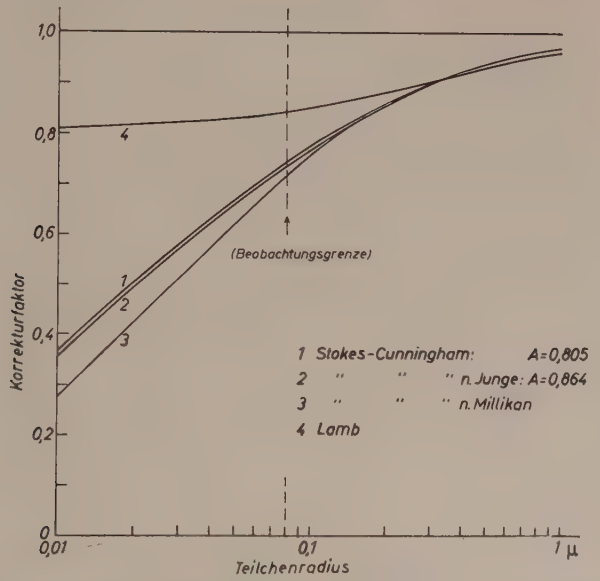

Abb. 2. Einfluß der Gleitung auf die nach STOKES errechneten Teilchengrößen

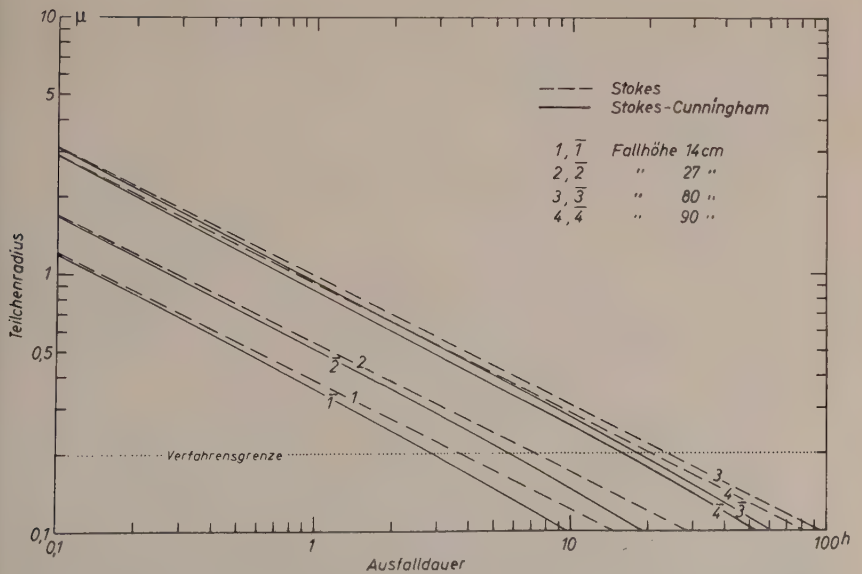

Abb. 3. Zeitlicher Verlauf der in bestimmten Höhen noch möglichen maximalen Teilchengröße

$$v_{\text{Lamb}} = v_{\text{Stokes}} \cdot \frac{1 + 4\,\frac{\mu}{\vartheta r} + 6\left(\frac{\mu}{\vartheta r}\right)^2}{\left(1 + \frac{3\,\mu}{\vartheta r}\right)^2}.$$

Dabei ist μ die innere, ϑ die äußere Reibung der Luft. Wie man sieht, machen diese Korrekturen am Teilchenradius in unserem Bereich bis 0,08 μ noch wenig aus.

Abb. 3 zeigt die danach auf den Platten nach bestimmten Zeiten noch möglichen Teilchengrößen in doppeltlogarithmischer Darstellung. Der Einfluß der Gleitung ist aus den strichliert eingetragenen Werten nach Stokes zu erkennen.

V. Bestimmung der Liesegang-Vergrößerung

Zunächst wurden drei Meßreihen mit dem in Abb. 1 dargestellten Apparat ausgeführt, zwei davon bei einer relativen Feuchtigkeit von etwa 30% im Versuchsraum, eine weitere bei 90%. Die beiden ersten Serien sind mit frisch hergestellten Gelatineschichten mit $AgNO_3$-Zusatz ausgeführt.

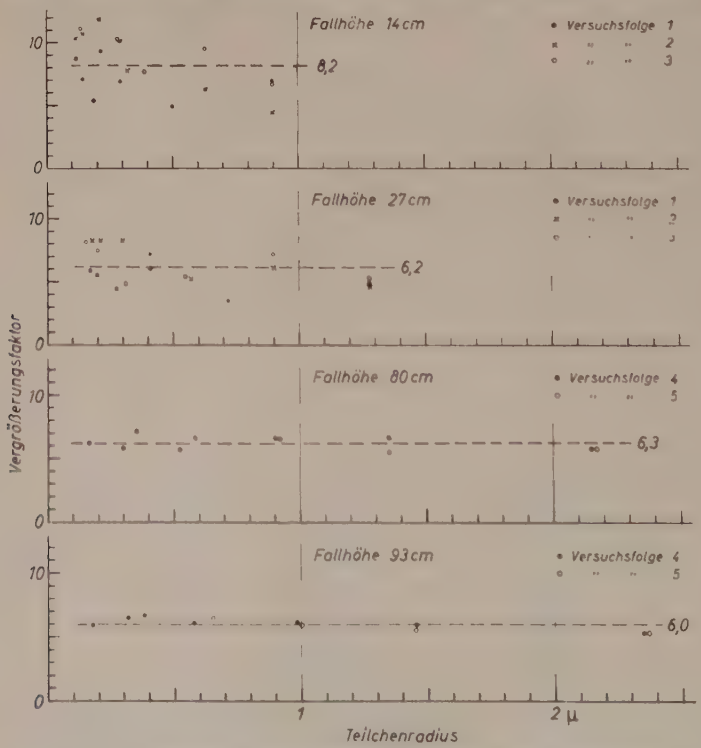

Abb. 4. Beobachtete Vergrößerungen in Abhängigkeit vom Teilchenradius

Bei der dritten Folge fanden die von uns auch bei den anderen Untersuchungen angewandten trockenen Gelatineschichten Verwendung, welche nur in $AgNO_3$-Lösung getaucht werden. Schließlich wurde die Sedimentation

noch in einem längeren Fallrohr wiederholt (Folge 4) bzw. der Fallraum mit Silicagel scharf getrocknet (Folge 5). In Abb. 4 sind die errechneten Vergrößerungen in Abhängigkeit vom Teilchenradius für die verschiedenen Ausfallhöhen aufgetragen, wobei die Teilchengröße selbst nach STOKES-CUNNINGHAM berechnet ist. Die Werte streuen verhältnismäßig wenig um die eingetragenen Mittel, am stärksten bei der geringsten Fallhöhe. Das Gesamtmittel ist 6,7, ohne die offensichtlich zu geringe Fallhöhe 14 cm nur 6,2. Ohne Berücksichtigung der Gleitung, nur nach STOKES berechnet, ergibt sich entsprechend 6,1 bzw. 5,7. Überraschend sind die geringe Streuung der Werte bei den großen Fallhöhen und die guten Ergebnisse der einfachen Sedimentationsmethode überhaupt. Zusammenfassend wird man die LIESEGANG-Vergrößerung der Chloridteilchen mit sechs angeben. Setzt man die Beobachtbarkeitsgrenze bei 1 $\mu\phi$ für die Kreisflecken an, so werden also noch Chloridteilchen von 0,08 μ, d. h. der ganze Größenbereich der großen Kerne und Riesenkerne von 0,1 bis etwa 10 μ Radius bequem erfaßt. In Wirklichkeit können noch etwas kleinere Ringe erkannt werden.

VI. Wirksamkeit des elektrischen Abscheiders

Zum Abfangen der Chloridteilchen aus dem Aerosol genügt die Sedimentation natürlich nicht. Hier wurde ein elektrischer Abscheider benützt. Er besteht (Abb. 5) aus einem Messingrohr von 20 cm Länge und 5 cm Durchmesser. Das Rohr ist auf beiden Seiten mit isolierenden Deckeln verschlossen. In der Rohrachse ist ein Sprühdraht (0,3 mm) gespannt, an

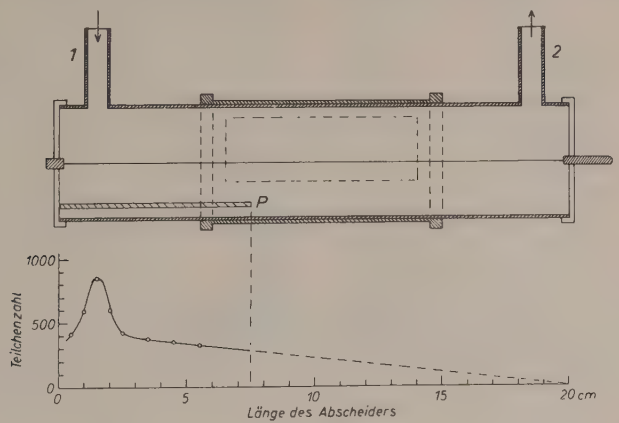

Abb. 5. oben: Elektrischer Aerosolabscheider; unten: Dichteverlauf der abgeschiedenen Teilchen über die Meßplatte

den 15 kV Spannung angelegt werden. Die Luft tritt aus dem Freien durch den Stutzen 1 ein, durch den Stutzen 2 wieder aus und geht dann zur Saugpumpe. Die Aerosolteilchen werden dabei auf der eingelegten Platte P niedergeschlagen.

Die Wirksamkeit des Abscheiders wurde dadurch ermittelt, daß hinter den ersten Abscheider ein genau gleich konstruierter zweiter Abscheider angeschlossen wurde. Es zeigte sich dann, daß auf der Platte im zweiten Abscheider nur noch 5% der im ersten erfaßten Teilchen niedergeschlagen wurden, und zwar bei einem künstlich erzeugten Meersalzaerosol [4] von der außerordentlich hohen Dichte von 40000 Teilchen/cm³. Dieser Anteil sinkt auf 1% bei einer Dichte von 1000 Teilchen pro cm³ und kann daher bei den wesentlich geringeren Dichten im natürlichen Aerosol ganz vernachlässigt werden. Restlos erfaßt werden konnten die Chloridteilchen selbst bei größter Dichte mit einem 50 cm langen Abscheider; beim natürlichen Aerosol genügt aber der kürzere.

VII. Die Verteilung der Chloridteilchen im Abscheider

Für die Berechnung der Dichte der Chloridteilchen ist wichtig, daß dieselben nicht gleichmäßig über den ganzen Abscheider niedergeschlagen werden. Man erhält vielmehr die in Abb. 5 dargestellte Verteilung über die 7,6 cm lange Platte, welche bei einem natürlichen Aerosol mit 3 Salzteilchen pro cm³ gewonnen ist. Bei der Auswertung der Platten wurden deshalb immer die Ringe in einem Streifen von der Breite des Gesichtsfeldes über die ganze Plattenbreite (2,6 cm) an der Stelle des Maximums ausgezählt und entsprechend umgerechnet. Bei sehr hohen Teilchendichten in künstlichen Aerosolen dagegen wurden die in bestimmten Feldern

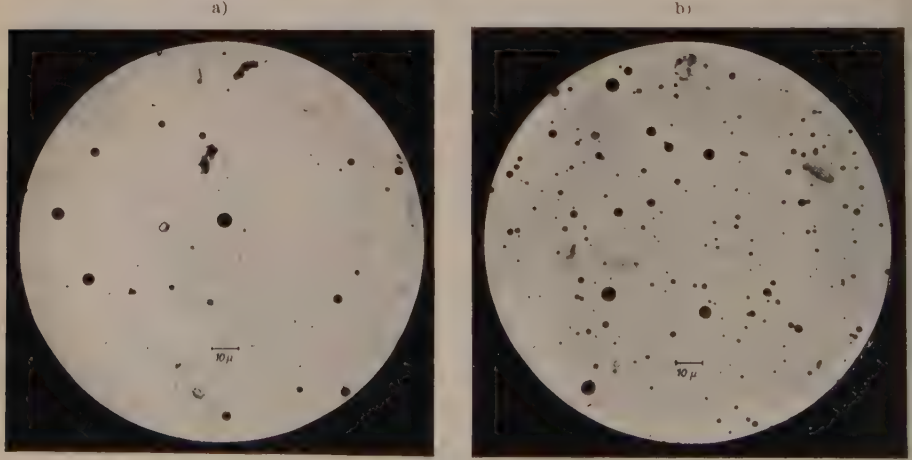

Abb. 6. Testplatten im Mikroskop (siehe Text). Die schwarzen Kreisflecke, von Chloridteilchen erzeugt, sind in Wirklichkeit orange bis rotbraun gefärbt

eines Okularnetzes erkennbaren Salzteilchen gezählt und umgerechnet. Abb. 6 zeigt zwei Beispiele für das Aussehen der Testplatten unterm Mikroskop. Dargestellt ist je ein Gesichtsfeld a) für ein natürliches Aerosol mit 3 Teilchen/cm³ und b) für ein künstliches Aerosol mit ca. 10^4 Teilchen/cm³, allerdings bei sehr verschiedenen, den Dichten angepaßten durchgesaugten Luftmengen.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß wir mit dieser Methode während eines dreiviertel Jahres in Weissenau insgesamt über 800 Messungen ausgeführt [5], dabei über 200 m^3 Luft untersucht und über 50 000 Salzteilchen einzeln beobachtet haben. Die Dichte betrug in mehr als 50% der Beobachtungen unter 0,05/cm^3, nur an 4% der Meßtage über 1/cm^3, in Einzelfällen bis 10 und 18/cm^3. Riesensalzkerne, wie sie die Koaleszenztheorie der Niederschlagsbildung benötigt, konnten nicht festgestellt werden. Nur 10^{-2} bis 10^{-5} Salzteilchen/cm^3 waren bestenfalls 1 bis 2 μ Radius groß, alle anderen waren kleiner.

Literatur

1. Junge, Ch.: Ann. Meteorol. **5** (1952), Beiheft.
2. Vittori, O.: Arch. Met. Geoph. Biokl. A **8**, 204 (1955).
3. Heller, A.: Gesundheits-Ing. **57**, 322 (1934), sowie W. Grundmann, Verfahren und Geräte zur Bestimmung der Staub- und Kernbeimengungen der Luft. Weimar, 1942.
4. Rau, W.: Geofisica pura e appl., im Erscheinen.
5. Rau, W.: Meteorol. Rundschau, **8**, 169 (1955).

551.594.21

(Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Karlsruhe)

Quantitatives zur Elektrizitätserzeugung durch den Wasserfalleffekt auf Eis

Von

Günther Gnam und **Franz Wolf**

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Um die Wirksamkeit des Aufschlags von Wolkentröpfchen auf Eis (Faraday-Sohncke-Effekt) für die Elektrizitätserzeugung in Gewittern beurteilen zu können, werden quantitative Ladungsmessungen im Laboratorium beim Aufprall fallender Wassertropfen auf Hindernisse aus Eis unter möglichst variierten Bedingungen vorgenommen. Ein Tropfen von 20 mg und 20° C aus 75 cm Höhe befreit die Ladung von $3{,}6 \cdot 10^{-13}$ Coul. Während eine Änderung der Tropfentemperatur den Effekt wenig beeinflußt, wird er stark reduziert, wenn man die Temperatur der Eisplatte kräftig erniedrigt, da der Tropfen schließlich sofort festfriert. Veränderung der Fallhöhe und der Tropfenmasse führt zu dem Ergebnis, daß in gewissem Bereich die getrennte Ladung Q in Annäherung allein der kinetischen Energie W des Tropfens proportional ist: $Q = 2{,}75 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Coul}}{\text{erg}} \cdot W$ für einen Tropfen von 20° C auf Eis von 0° C. Die Anwendbarkeit dieser Gleichung auf Wolkentröpfchen wird diskutiert. Messungen bei verringertem Reinheitsgrad des Wassers bestätigen die Erfahrung, daß gleichzeitig die befreite Ladung abnimmt.

Summary. To study the effect of the impact of cloud droplets upon ice (Faraday-Sohncke-effect) for the production of electricity in thunderstorms laboratory experiments were carried out under various conditions to measure quantitatively electric charges originating from the collision of falling water drops with ice. A droplet of 20 mg and 20° C falling from a height of 75 cm releases the charge of $3{,}6 \cdot 10^{-13}$ Coul. While the effect is not considerably influenced by a change of the temperature of the droplet it is strongly reduced if the temperature of the ice plate is lowered to such a degree that the droplet immediately freezes. Variation of falling-height and mass of droplets leads to the result that, in a certain range, the separated charge Q is approximately proportional solely to the kinetic energy W of the droplet: $Q = 2{,}75 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Coul}}{\text{erg}} \cdot W$ for a droplet of 20° C on ice of 0° C. Applicability of this equation to cloud droplets is discussed. Measurements carried out with water of reduced purity confirm the experience that in such cases the released charge is smaller.

Résumé. En vue d'étudier quantitativement la production d'électricité orageuse par la chute de gouttelettes d'eau sur des grêlons (effet Faraday-Sohncke), les auteurs ont réalisé des expériences et mesuré la charge libérée lors de la chute de gouttelettes sur de la glace dans des conditions variées. Une goutte de 20 mg à 20° C, tombant de 75 cm de hauteur libère la charge de $3{,}6 \cdot 10^{-13}$ Coul. Tandis que l'effet ne dépend que peu de la température de la goutte, il est fortement réduit si la température de la glace s'abaisse, car la goutte se congèle alors aussitôt. Des essais avec des variations de la hauteur de chute et de la masse des gouttes ont en outre montré que la charge libéré Q est en première approximation proportionelle à la seule énergie cinétique W de la goutte: $Q = 2{,}75 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Coul}}{\text{erg}} \cdot W$ pour une goutte à 20° C tombant sur de la glace à 0° C. On discute l'application de la formule à des gouttelettes nuageuses. Des mesures faites avec de l'eau non pure confirment le fait connu que la charge libérée diminue alors.

Trotz vieler Bemühungen kann die Frage nach der Herkunft der großen Elektrizitätsmengen, die für den Ablauf eines Gewitters notwendig sind, noch nicht als gelöst gelten. Von den in Betracht kommenden Vorgängen, vgl. dazu beispielsweise [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*], sind wohl einige näher untersucht, wie etwa die Wilsonsche Influenztheorie [*7*, *8*, *9*] oder die Elektrizitätsbildung durch Absplittern kleiner Eiskriställchen [*10*] u. a. Es fehlen aber beispielsweise noch brauchbare Erfahrungen über einen schon lange bekannten Vorgang, dessen Wirksamkeit für das Gewitter anscheinend nicht vernachlässigt werden darf. Das ist der von Faraday gefundene und von Sohncke [*11*] näher studierte Wasserfalleffekt auf Eis als Unterlage, nach dem Wassertropfen, die auf Eis aufschlagen und dabei zerfetzt werden, das Eis positiv aufladen, während der wegfliegende Wasserstaub negative Elektrizität mit sich fortträgt. Die vorliegende Arbeit stellt sich die Aufgabe, ohne unmittelbar den Mechanismus des Wasserfalleffekts klären zu wollen, durch Laboratoriumsversuche die quantitativen Unterlagen zu schaffen, die für die Beurteilung der Wirksamkeit dieses Vorgangs im Gewittergeschehen nötig sind. Die Anwendung der Ergebnisse auf die Theorie des Gewitters bleibt einer späteren Arbeit vorbehalten. Die Hauptzüge der vorliegenden Untersuchung wurden bereits am 4. Januar 1953 in Tübingen zum 65. Geburtstag von W. Kossel vorgetragen [*12*].

I. Das Meßverfahren

Die benutzte Versuchsanordnung ist in Abb. 1a schematisch wiedergegeben. Aus dem Gefäß M fallen einzelne Wassertropfen durch eine vorgebbare Höhe auf den Auffänger A, der mit dem Saitenelektrometer E verbunden ist. Die Verwendung einer Mariotteschen Flasche mit fein ausgezogener Düse als Ausflußgefäß sichert eine konstante Abtropfgeschwindigkeit. Ein Metallmantel mit einstellbarem Potential umhüllt die Tropfdüse und den Fallweg, um Störungen durch Influenz und Ladungsbildung beim Abreißen der Tropfen vermeiden zu können. Außerdem muß der Wasservorrat selbst (bei e) auf dem Nullpotential der elektrischen Anordnung gehalten werden.

Der Auffänger A ist in Abb. 1*b* genauer gezeichnet. Er besteht — innerhalb der das ganze Elektrometersystem einschließenden Schutzhülle — aus einer Dose, deren Hohlraum, um ihr willkürlich niedrigere

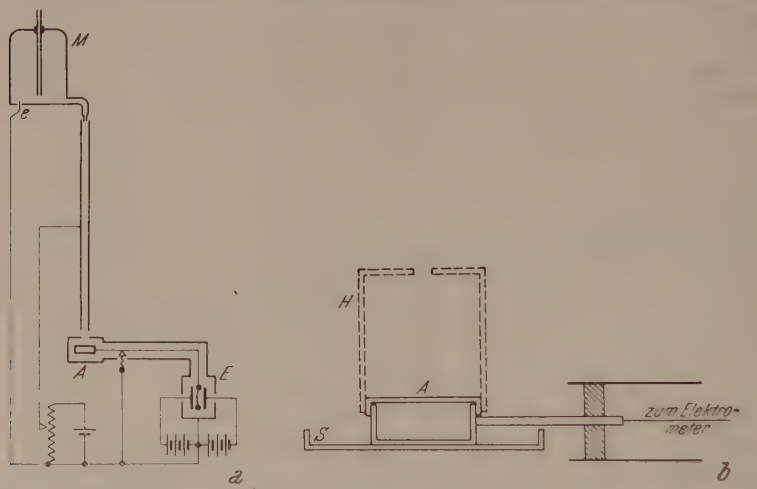

Abb. 1. a) Die Versuchsanordnung, schematisch, b) Konstruktion des Auffängers. Die elektrostatische Schutzhülle ist fortgelassen

Temperaturen zu erteilen, gekühlten Methylalkohol aufzunehmen gestattet. (Feste Kohlensäure erwies sich als ungeeignet, da sie zu Verschmutzungen und dadurch zu Störungen des elektrischen Effektes führte). Der Dosendeckel trägt die Platte, auf die die Wassertropfen aufschlagen. Zur Orientierung konnten auch verschiedene Metalle oder Wasser von Zimmertemperatur als Hindernis für die Tropfen benutzt werden. Die Platte von Eis für die Hauptversuche wurde gewöhnlich aus Wasser unmittelbar auf A angefroren. Ihre Temperatur ließ sich durch ein Thermoelement aus Kupfer — Konstantan überwachen, dessen zweite Lötstelle in ein Eis-Wasser-Gemisch tauchte. Mit der Unterseite der Dose ist noch eine Metallschale S verbunden, die zur Vermeidung von Ladungsverlusten ablaufende Wassertropfen aufzufangen hat. Der entgegengesetzt, negativ geladene feine Wasserstaub dagegen, dessen Tropfendurchmesser von Lenard [*13*] zu $0{,}8 \cdot 10^{-6}$ cm ermittelt wurde, spritzt vom Auffänger fort, so daß das Elektrometer die zurückbleibende positive Aufladung anzeigen kann. Nur zum Zweck der Prüfung der auffallenden Tropfen auf Ladungsfreiheit wird die gestrichelte geschlossene Haube H über A gestülpt, die eine Trennung der beim Wasserfalleffekt auftretenden entgegengesetzten Ladungen verhindert.

Das Saitenelektrometer wurde nach bekanntem Influenzierungsverfahren [*14*] unmittelbar für Ladungsmessungen geeicht. Seine Kapazität beträgt zusammen mit derjenigen von Auffänger und Zuleitung im metallischen Störungsschutz etwa 20 Picofarad. Die Ladungsempfindlichkeit wurde gewöhnlich auf $1 \cdot 10^{-13}$ Coulb/Skt eingestellt.

Ziel der Messungen war stets die Ladung, die — unter variierten Versuchsbedingungen — durch das Aufprallen *eines* Tropfens auf den Auffänger in Freiheit gesetzt wird. Gewöhnlich wurde dazu gleich eine ganze Reihe von etwa 8 aufeinanderfolgenden Tropfen aufgefangen und ihre gesamte Ladung durch die Tropfenzahl dividiert, darauf das ganze zur Mittelbildung mehrfach wiederholt. Die Genauigkeit solcher im folgenden angegebenen Ladungswerte ist nicht nur durch zufällige Versuchsstreuungen, sondern außerdem durch die Schwierigkeit begrenzt, immer wieder destilliertes Wasser vom gleichen Reinheitsgrad zu beschaffen. Die Leitfähigkeit der benutzten Wasserproben schwankte im Bereich $4{,}2 \ldots\ldots 9{,}5 \cdot 10^{-4}\,\Omega^{-1}\,\mathrm{m}^{-1}$. Wir möchten die Fehlerspanne für die später angegebenen Ladungswerte im ungünstigen Fall auf $\pm 15\,\%$ veranschlagen. Die gute Übereinstimmung der unter verschiedenen Bedingungen erhaltenen Ergebnisse deutet aber darauf hin, daß die Fehler im allgemeinen kleiner sind.

II. Meßergebnisse

Zunächst sei erwähnt, daß es schwer ist, mit Metallen als Hindernis klare Ergebnisse zu erhalten. Die beim Aufprall von Tropfen getrennten Elektrizitätsmengen sind außer von der Art der Metalle stark von ihrer Oberflächenbeschaffenheit abhängig. Diese muß streng eingehalten werden, um reproduzierbare Messungen zu ermöglichen. Leichter erhält man gut definierte Ergebnisse bei Versuchen mit Eis und auch mit Wasser als Hindernis für die fallenden Tropfen.

Beispielsweise befreit der Aufschlag eines Wassertropfens von 20 mg (d. h. 3,3 mm Kugeldurchmesser) und 20° C beim Fall durch Atmosphärenluft aus 75 cm Höhe auf Eis von 0° C die Elektrizitätsmenge von $+ 3{,}6 \cdot 10^{-13}$ Coulb.

Mit dem Vorzeichen geben wir hier wie im folgenden den Sinn der Aufladung des getroffenen Hindernisses an. Das Eis lädt sich also positiv auf. Die auftretende Elektrizitätsmenge bei Eis ist vergleichsweise groß, wesentlich größer als bei einer Reihe untersuchter Metalle. Sie beträgt sogar ziemlich genau das Zehnfache der Ladung, die bei flüssigem Wasser als Hindernis beobachtet wird. Derselbe oben charakterisierte Tropfen löst auf Wasser von 20° C nur die Ladung von $+ 0{,}38 \cdot 10^{-13}$ Coulb aus. Die angegebenen Zahlenwerte stehen im übrigen in guter qualitativer Übereinstimmung mit Erfahrungen ähnlicher Untersuchungen aus der älteren Literatur, das Vorzeichen selbstverständlich ebenso [*15*].

Die Abschätzung der Bedeutung des Wasserfalleffekts für das Gewitter erfordert Extrapolationen. Man hat in ihm andere Temperaturverhältnisse, andere Tropfengrößen und andere Geschwindigkeiten. Auch die Reinheit des Wassers kann geringer sein. Es ergibt sich daraus die Notwendigkeit, Laboratoriumsversuche unter dementsprechend möglichst stark variierten Bedingungen auszuführen.

A. Veränderte Temperaturen

1. Zunächst ist die Frage wichtig, wie der Wasserfalleffekt von der *Temperatur des getroffenen Eises* abhängt. Tropfen von 20 mg und 20° C wurden dazu auf Eis gerichtet, dessen Temperatur in fortschreitendem Maß herabgesetzt war bis zu —40° C, d. h. wohl bis zur untersten Grenze der in Gewittern vorkommenden Temperaturen. Die Messungen werden hier schwieriger, da bereits ein einzelner auffallender Tropfen die Eistemperatur kräftig ändert. Die im folgenden angegebenen Werte konnten daher nur durch Beobachtung je *eines* Tropfenaufpralls und mehrfache Wiederholung dieses Versuchs mit neu präparierter Eisfläche derselben Temperatur gewonnen werden. Auch hier bleibt die Fehlergrenze für den Mittelwert etwa bei $\pm 15\%$.

Schon mit dem Auge ist zu beobachten, daß die auffallenden Tropfen um so weniger auseinanderspritzen, je niedriger die Eistemperatur gewählt wird. Unterhalb —25° bis —30° kann man überhaupt kein Zerspritzen mehr feststellen, das Wasser friert sofort am Eis an.

Die Erzeugung elektrischer Ladungen geht diesem Verhalten parallel. Man sieht aus Tab. 1, daß die pro auffallenden Tropfen befreite Elektrizi-

Tabelle 1. *Ladung je Tropfen bei veränderter Temperatur des getroffenen Eises. Wassertropfen von 20 mg und 20° C, Fallhöhe 75 cm*

Eistemperatur in °C	0	−10	−15	−20	−25	−30	−35	−40
Ladung in 10^{-13} Clb	+3,6	+3,5	+3,1	+2,0	+0,0	−0,5	−1,0	−1,5

tätsmenge mit abnehmender Temperatur des getroffenen Eises erst langsam, dann rascher zurückgeht, bis schließlich sogar das Vorzeichen des Effekts verkehrt wird.

Die Abnahme der positiven Aufladung des Eises darf ohne Zweifel auf die mit verringerter Temperatur zunehmende Behinderung der Tropfenzerreißung zurückgeführt werden. Daß schließlich bei den niedrigsten Temperaturen sogar negative Ladungen auf dem Eis beobachtet werden, ist wahrscheinlich auf einen ganz anderen Effekt zurückzuführen. Dafür spricht auch die graphische Darstellung des Inhalts von Tab. 1 in Abb. 2, in der bei —25° C zwei ganz verschiedene Funktionen aneinanderzustoßen scheinen. Wir dürfen wohl annehmen, daß sich bei den niedrigen Temperaturen in wachsendem Maß Reif auf der Eisoberfläche angesetzt hat, von dem dann die auffallenden Tropfen Splitter abbrechen und mit der verdrängten Luft in größerer Anzahl in die Umgebung fortschleudern. Man weiß aber aus den Untersuchungen von A. Kumm [*10*], daß die Splitter vorwiegend positive Ladung mit sich forttragen und den Untergrund negativ zurücklassen.

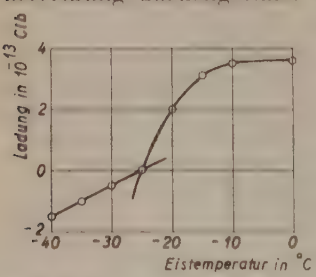

Abb. 2. Abhängigkeit der durch einen Tropfen befreiten Elektrizitätsmenge von der Temperatur des getroffenen Eises

2. Schwieriger als die Veränderlichkeit des Wasserfalleffekts mit der Temperatur des getroffenen Eises ist die andere Frage nach der *Abhängigkeit von der Tropfentemperatur* zu untersuchen. Es kostet große Sorgfalt und Mühe, überhaupt Tropfen von unter 0° C unterkühltem Wasser herzustellen. Um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, mußte außerdem wieder die Ladung jeweils eines *einzelnen* aufs Eis aufschlagenden Tropfens — in mehrfacher Wiederholung — bestimmt werden. Beim Aufprall von Tropfen von 20 mg aus der Fallhöhe von 75 cm auf Eis von 0° C gelang nur die Ermittlung folgender Werte:

Tropfentemperatur	20°	0°	—6° C
Ladung	+3,6	+3,6	$+3{,}3 \cdot 10^{-13}$ Clb.

Die Einzelmessungen streuten dabei um $\pm 10\%$ um die Mittelwerte. Zum Glück enthält aber die Literatur Untersuchungen von A. Coehn und H. Mozer [*16*], nach denen — durch zahlreiche Versuche gesichert — ganz allgemein der Wasserfalleffekt mit wachsender Dielektrizitätskonstante der Tropfflüssigkeit an Wirksamkeit zunimmt, vgl. auch [*13*]. Es besteht kein Grund, an der Gültigkeit dieses Gesetzes im vorliegenden Fall zu zweifeln. Die Dielektrizitätskonstante von Wasser [*17*] hat die Eigenschaft, mit abnehmender Temperatur langsam zu wachsen. Für —20° C extrapoliert man eine Zunahme um etwa 6% des Wertes von 0° C. Ähnlich sollte sich nach Coehn und Mozer der Wasserfalleffekt verhalten. Wenn unsere eigenen Messungen demgegenüber eine Abnahme der befreiten Ladung mit abnehmender Temperatur anzeigen, so steht dies mit gesicherter Erfahrung im Widerspruch, und es kann sich bei uns nur um das Hervortreten von Meßunsicherheiten handeln. Immerhin darf aus der eigenen und der Coehn-Mozerschen Erfahrung zusammen wohl geschlossen werden, daß unser Effekt mit abnehmender Tropfentemperatur jedenfalls nur *unwesentlich zunehmen* wird.

B. Veränderte Energie der Tropfen

Den Einfluß der Tropfengröße und der Geschwindigkeit beim Aufprall suchten wir zu bestimmen durch die Aufnahme von Beobachtungsreihen, bei denen entweder die Masse der Tropfen oder die durchfallene Höhe variiert wurde, während jeweils die andere Größe konstant blieb. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 zusammengestellt. Zum Vergleich werden auch einige Messungen mit Wasser als Hindernis aufgeführt. Auf Wasser bleibt auch hier der Effekt stets etwa zehnmal kleiner als auf Eis. Im übrigen erkennt man, daß zunehmende Fallhöhe und damit wachsende Auftreffgeschwindigkeit, wie zu erwarten, den Effekt vergrößert. Ebenso einleuchtend wirkt zunehmende Tropfenmasse vergrößernd auf die getrennte Ladung. Anscheinend ist es die dem Tropfen zur Verfügung stehende Energie, die die Menge des abgerissenen Wasserstaubs und damit die Ladung bestimmt.

Um diesen Zusammenhang zu prüfen, ist es zunächst nötig, anstelle der Fallhöhe die Auftreffgeschwindigkeit einzuführen. Diese zu messen, wäre umständlich. Um sie zu berechnen, muß das Reibungsgesetz für die Wassertropfen in Luft herangezogen werden, da es sich ja nicht um

Tabelle 2. *Abhängigkeit der getrennten Ladung von Fallhöhe und Tropfenmasse. Tropfentemperatur stets 20° C*

Höhe in cm	45	55	60	67,5	75	80	152
	Elektrizitätsmengen in 10^{-13} Clb						
auf Eis von 0° C							
Tropfenmasse							
12 mg					+ 2,6		
15,5					+ 2.9		
20	+2,4	+2,6	+2,9	+3,3	+ 3.6		+5,9
22					+ 4,1		
30			+4,7		+ 5,6	+6,0	
40					+ 8,0		
125					+17,5		
auf Wasser von 20° C							
20 mg					+0,38		
30			+0,48		+0,51	+0,58	

einen freien, sondern um einen Fall unter Reibung handelt. Für die benutzten großen Tropfen und die erheblichen vorkommenden Geschwindigkeiten ist der Luftwiderstand R proportional dem Quadrat der Fallgeschwindigkeit v anzusetzen [*18*]. Man hat $R = \psi F v^2$, worin ψ den Widerstandsbeiwert und F die Querschnittsfläche des Tropfens bedeutet. Durch Integration der mit diesem Reibungsgesetz geschriebenen Bewegungsgleichung ergibt sich für die Geschwindigkeit bzw. für die durchfallene Höhe in Abhängigkeit von der Zeit

$$v = \sqrt{\frac{m\,g}{a}}\,\mathfrak{Tg}\left[\sqrt{\frac{a}{m\,g}}\,g\,t\right]$$

$$h = \frac{m}{a}\,\ln \mathfrak{Cof}\left[\sqrt{\frac{a}{m\,g}}\,g\,t\right]$$

mit $a = \psi F$, g Schwerebeschleunigung und m Tropfenmasse. Für die um die Kugelgestalt schwingenden Tropfen darf wohl der Widerstands-

Tabelle 3. *Endgeschwindigkeiten (oben) und kinetische Energien (kursiv schräg darunter) der in Tab. 2 aufgeführten Tropfen*

Höhe in cm	45	55	60	67,5	75	80	152
	Endgeschwindigkeiten in cm/sec, Bewegungsenergien in erg						
Tropfenmasse							
12 mg					352		
					743		
15,5					356		
					982		
20	285	307	322	339	358		491
	812	*943*	*1037*	*1149*	*1281*		*2410*
22					360		
					1425		
30			331		368	378	
			1642		*2031*	*2139*	
40					372		
					2738		
125					380		
					9025		

beiwert für eine in Luft fallende Kugel gewählt werden [*19*]. Für die Auswertung ist $\psi = 3{,}10 \cdot 10^{-4}$ cm^{-3}g gesetzt. Damit ergeben sich für die in Tab. 2 aufgeführten Fälle in derselben Anordnung die in Tab. 3 zusammengestellten Geschwindigkeiten am Ende des Fallwegs, und unter jedem Geschwindigkeitswert ist gleich auch die zugehörige kinetische Energie $\frac{m}{2} v^2$ verzeichnet.

Die Abhängigkeit der durch Wasserfalleffekt auf Eis befreiten Ladung von der kinetischen Energie des aufschlagenden Tropfens schließlich wird unter Benutzung zusammengehöriger Wertepaare aus den Tab. 2 und 3 in Abb. 3 graphisch wiedergegeben. Die zu verschiedenen Tropfenmassen gehörenden Punkte sind durch verschiedene Zeichen dargestellt, und man sieht, daß die Beobachtungen trotz Benutzung ganz verschieden

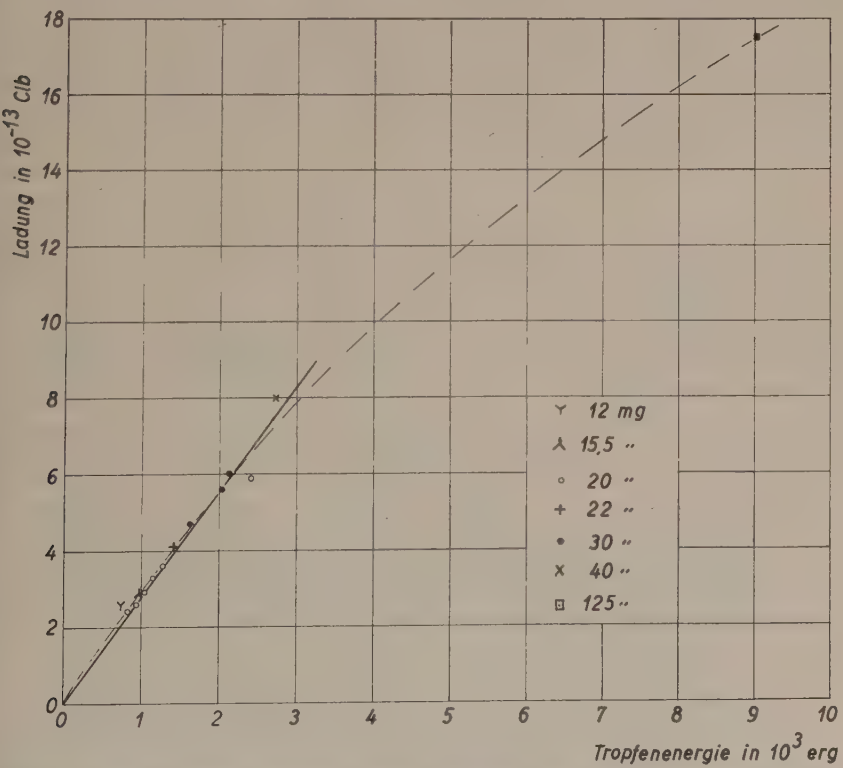

Abb. 3. Befreite Ladung in Abhängigkeit von der Fallenergie eines Tropfens. Temperatur des Eises 0°C, der Tropfen 20°C

großer Tropfen ein enges Band von Punkten ausmachen, so daß man recht zuverlässig eine mittlere Kurve hindurchlegen kann. Die getrennte Ladung erweist sich ohne Rücksicht auf die individuelle Tropfenmasse oder Tropfenoberfläche in Annäherung als einfache Funktion allein der kinetischen Energie der Tropfen.

Um diese Abhängigkeit allgemein für beliebige Werte der Energie quantitativ formulieren zu können, dafür reichen die Messungen noch nicht aus, besonders auf der Seite großer Energien. Für unsere Aufgabe interessiert aber gerade die andere Seite kleiner Energien. Denn die Ergebnisse sollen später auf Zusammenstöße kleiner, in den Wolken verfügbarer Tröpfchen, insbesondere der normalen „Wolkenelemente", der Tröpfchen von nur 0,03 mm Durchmesser, mit Eis angewandt werden, was eine Extrapolation der in Abb. 3 dargestellten Messungen weit nach links erfordert. Die Aufgabe reduziert sich jedoch auf eine zuverlässigere Interpolation, wenn man beachtet, daß die Kurve von Abb. 3 auf jeden Fall durch den Nullpunkt geht. Tropfen ohne Energie befreien auch keine Ladung. So kommt man wohl zu einem brauchbaren Näherungsgesetz, wenn man durch den Nullpunkt zunächst eine den Meßpunkten bei mittleren Energien möglichst gut angepaßte Gerade legt, wie sie in Abb. 3 dick eingezeichnet ist. Man sieht, daß die Messungen bei mittleren Energien so tatsächlich gut dargestellt werden können, und entnimmt für spätere Anwendungen aus der Zeichnung die quantitative Form der Geradengleichung:

$$Q = \Gamma W - 2{,}75 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Coulb}}{\text{erg}} \cdot W$$

Q = befreite Ladung, Γ = Proportionalitätskonstante,
W = Endenergie eines Tropfens.

Der lineare Zusammenhang wird auch dadurch nahegelegt, daß ebenso die Meßwerte für Wasser als Hindernis, die in Tab. 2 mit aufgeführt sind, gut eine Gerade ergeben, hier mit zehnmal niedrigeren Ordinaten als bei Eis.

Nach allem kann man also bei kleineren Energien die durch einen Tropfen befreite Ladung einfach der Tropfenenergie proportional setzen.

Der Schluß vom Verhalten großer Tropfen des Laboratoriums auf dasjenige der Wolkenelemente mittels der gefundenen Gleichung scheint natürlich etwas gewagt. Seine Härte wird gemildert durch folgende Überlegung: Man kann im Zweifel sein, ob bei so kleinen Tröpfchen die Haut, die die Flüssigkeit infolge der Oberflächenspannung einschließt, eine vorherrschende Bedeutung gewinnt, so daß der bisher bei großen Tropfen studierte Zerreißmechanismus gestört würde. Dies ist aber wohl nicht der Fall, da bei Tropfen vom Durchmesser der Größenordnung einiger 10^{-3} cm ebenso wie bei den großen von etwa 10^{-1} cm die Dicke der Haut mit 10^{-6} cm oder weniger [*13*] nach wie vor eine untergeordnete Rolle spielt.

Einer weiteren Bemerkung bedarf die genauere Form des obigen Gesetzes, das zunächst durch eine Gerade angenähert wurde. Wenn man zu den schon benutzten Punkten auch noch den bisher außer acht gelassenen bei der großen Energie von 9025 erg hinzuzieht, so könnte an Stelle der Geraden die in Abb. 3 feingestrichelte Kurve eine bessere Näherung sein, deren theoretische Begründung allerdings nicht auf der Hand zu liegen scheint. Auch bei den Beobachtungen mit Wasser als Hindernis zeigt die Kurve, wenn man sie enger durch die erhaltenen Punkte legt, genau den analog gekrümmten Verlauf. Diese bessere An-

näherung an die Wirklichkeit hat nun aber bei kleinsten Tropfenenergien und damit auch in dem Bereich, der für die Wolkenelemente in Frage kommt, unzweifelhaft viel größere Funktionswerte als die obige lineare Funktion. Wenn demnach später Abschätzungen für das Gewittergeschehen im Bereich kleinster Tropfenenergien mit Hilfe der quantitativ bekannten linearen Funktion vorgenommen werden, so liefert diese wahrscheinlich zu kleine, vielleicht sogar erheblich zu kleine Ladungswerte gegenüber der Wirklichkeit. Sie führt zu einem Mindestwert der zu erwartenden Ladung, sie wird diese aber auf keinen Fall zu groß angeben.

C. Veränderte Reinheit des Wassers

Es ist lange bekannt, daß Zusätze verschiedenster Art zu reinem Wasser mit wachsender Konzentration den Wasserfalleffekt mehr und mehr heruntersetzen und schließlich sogar sein Vorzeichen umkehren [*13*, *15*]. Wir haben diese Erscheinung mit Tropfen von 20 mg und 20° C aus 75 cm Höhe auf Eis von 0° C insofern nachgeprüft, als dem Wasser in zunehmendem Maß NH_4Cl zugesetzt wurde, bis im Höchstfall eine $2 \cdot 10^{-3}$ normale Lösung vorlag. Hierbei ging der Wasserfalleffekt von $3{,}6 \cdot 10^{-13}$ Clb bis auf $3{,}0 \cdot 10^{-13}$ Clb, also auf 83% seines Anfangswertes herunter. An einer weiteren Nachprüfung derartiger Vorgänge waren wir bisher aus äußeren Gründen (Umbau) verhindert.

Dem Direktor der hiesigen Bundesanstalt für Lebensmittelfrischhaltung, Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Kuprianoff, danken wir für großzügige Unterstützung mit den Mitteln seines Instituts bei der Kälteerzeugung. Bei den Untersuchungen wurden außerdem Apparate benutzt, die von der Helmholtz-Gesellschaft zur Verfügung gestellt waren. Wir sprechen auch hierfür unsern besten Dank aus.

Literatur

1. Wolf, F.: Naturwiss. **31**, 73 (1943).
2. Wichmann, H.: Grundprobleme der Physik des Gewitters. Wolfenbüttel 1948.
3. Israël, H.: Das Gewitter. Leipzig 1950.
4. Wichmann, H.: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, **5**, 187 (1952).
5. Schonland, B. F. J.: Atmospheric Electricity. Secd. Edit. London 1953.
6. Chalmers, J. A.: Reports on Progress in Physics, **17**, 101 (1954).
7. Whipple, F. J. W. and J. A. Chalmers: Quart. J. Roy. Met. Soc. **70**, 103 (1944).
8. Chalmers, J. A.: Quart. J. Roy. Met. Soc. **73**, 324 (1947).
9. Bricard, J.: C. R. **224**, 487 (1947).
10. Kumm, A.: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, **3**, 382 (1951).
11. Sohnke, L.: Wied. Ann. **28**, 550 (1886).
12. Gnam, G. und F. Wolf: Optik, **10**, 405 (1953).
13. Lenard, P.: Sitzber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. Abt. A, 1914, 29. Abhdlg.
14. Wien-Harms: Handbuch der Experimentalphysik **X**, S. 130f.
15. Becker, A.: Jahrb. d. Radioakt. u. El. **9**, 52 (1912).
16. Coehn, A. und H. Mozer: Ann. d. Phys. **43**, 1048 (1914).
17. Landolt-Börnstein: Tabellen.
18. Wien-Harms: Handbuch der Experimentalphysik, Band IV, 2, S. 810.
19. Hütte, des Ingenieurs Taschenbuch, Bd. I.

551.594.21

(Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Karlsruhe)

Zum Anteil des Faraday-Sohncke-Effekts am Zustandekommen der Gewitterelektrizität

Von

Franz Wolf

Mit 4 Textabbildungen

Zusammenfassung. Eine Übersicht über die bisher vorgeschlagenen Quellen für die Gewitterelektrizität zeigt, daß diese den Erfordernissen der Wirklichkeit kaum genügen. Daher wird der Versuch gemacht, das Zustandekommen des unteren positiven Raumladungsgebiets im Gewitter auf die Aufladung zurückzuführen, die Hagelkörner während ihres Wachstums aus Wolkentröpfchen im Aufwind durch den Faraday-Sohnckeschen Tropfenzerreißeffekt erfahren. Quantitative Ausrechnung der Ladung eines Hagels und der gesamten Ladungsproduktion einer aktiven Gewitterzelle sowie Abschätzung aller wesentlichen Einflüsse im wirklichen Cumulonimbus führen zu Gesamtleistungen des Effekts, mittels deren gerade eben der Blitzmechanismus eines bescheidenen Gewitters erklärt werden kann. Der Vorgang ist aber in der gewählten Form einstweilen viel zu schwach, um auch für die außerordentlich großen Verlustströme durch Niederschlag und Ionenabwanderung aufkommen zu können.

Summary. A survey of the sources of thunderstorm electricity taken into consideration up to now shows that they are scarcely sufficient when confronted with the requirements of reality. An attempt has been made, therefore, to account for the origin of the lower positive space-charge region in thunderstorms by the fact that hailstones accept an electric charge by the Faraday-Sohncke-effect when growing from cloud droplets in upwind. Quantitative calculation of the charge of a hailstone and of the total production of electricity in an active thunderstorm cell and estimation of all essential influences in a real cumulonimbus lead to a total energy of the effect by which just the lightning mechanism of a modest thunderstorm can be covered. For the present, the process as considered above is much to weak to be made responsible also for the extraordinarily great losses of electricity by precipitation and migration of ions.

Résumé. Les sources de l'électricité orageuse considérées jusqu'ici sont insuffisantes en regard des faits observés. On tente ici de ramener la charge spatiale positive de la partie inférieure du nuage orageux à la charge dont

sont le siège les grêlons au cours de leur croissance dans le vent ascendant par suite de l'effet Faraday-Sohncke. Le calcul de la charge d'une grêle en formation et de la charge totale d'une cellule orageuse active, ainsi que l'estimation de tous les effets produits au sein du cumulonimbus, conduisent à une valeur correspondant aux décharges d'un modeste orage. Le processus invoqué est toutefois beaucoup trop faible pour tenir compte des pertes considérables dues aux précipitations et au transport d'ions.

I. Die Ladungsverteilung im Gewitter

Auf Grund von Feldmessungen am Boden und vom Flugzeug aus sowie vor allem durch die von Simpson, Scrase und Robinson durchgeführten Ballonaufstiege bei Kew steht heute fest, daß eine ganz bestimmte räumliche Anordnung von Ladungsgebieten verschiedener Vorzeichen unbedingte Voraussetzung für das Auftreten aktiver Gewittertätigkeit ist [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*]. Im obersten Teil des Cumulonimbus, in dem charakteristischen Eisschirm oberhalb 8000 m über dem Boden, bei Temperaturen unter —20° C findet sich eine weit ausgedehnte positive Ladungsschicht, darunter, noch mächtiger an Ausdehnung und Elektrizitätsmenge, ein Gebiet negativer Ladung, das teilweise, besonders in den nachfolgenden Teilen des ziehenden Gewitters, bis an die Wolkenuntergrenze herabreicht (Abb. 1a). Klein an Volumen und daher schwer aufzufinden und oft wenig beachtet ist demgegenüber ein Gebiet konzentrierter positiver Ladung, das nahe der Wolkenuntergrenze dort in die negative Raumladung eingelagert ist, wo der im Aufwindschlot zunächst hochgetriebene Niederschlag am stärksten ausfällt.

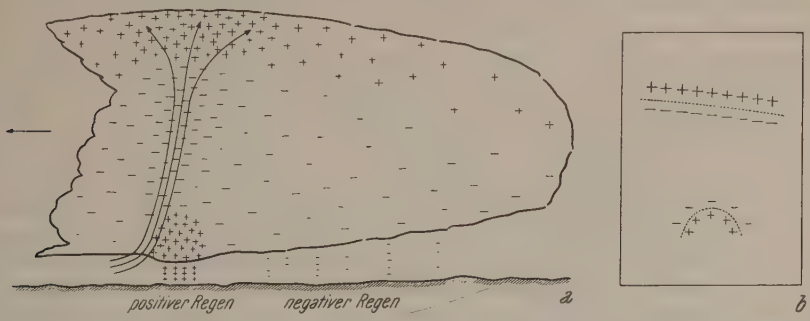

Abb. 1. a) Ladungsverteilung in einem ziehenden Frontgewitter mit einem Aktivitätszentrum b) Schematische Anordnung der Doppelschichten bzw. Ladungsdipole

Nach der wohl allgemein anerkannten Theorie von M. Toepler [*1*, *2*, *7*] nehmen Blitzentladungen ihren Ausgang von Orten besonders großer Feldstärke in der Grenzfläche zwischen Ladungsgebieten entgegengesetzter Vorzeichen und wachsen von da aus nach beiden Richtungen in die entgegengesetzten Ladungsgebiete hinein bzw. (s. hierzu auch H. W. Kasemir [*3*, S. 112]) auch darüber hinaus bis zum Erdboden. Dient die Grenze zwischen der kleinen unteren positiven Raumladung und der darüberliegenden negativen als Ausgang, so verlangt Toeplers

Mechanismus, daß ein bis herunter vorstoßender Blitz negative Ladung zur Erde trägt. Beim Ausgang von der anderen Grenzfläche zwischen oberer positiver Ladung und darunterliegender negativer ist es umgekehrt. Die Erfahrung zeigt, daß 60 bis 95% aller Blitze eines Gewitters negative Ladung zur Erde tragen, daß sie ihren Ursprung also in der *unteren* Grenzfläche oberhalb des kleinen positiven Gebiets haben. Man sieht, daß dieses offenbar von fundamentaler Bedeutung ist, es bildet das Zentrum der elektrischen Aktivität [*1, 2, 4*]. Nur in größeren Zeitabständen, besonders im späteren Stadium des Gewitters, folgen auch einige wenige Blitze umgekehrten Vorzeichens aus der oberen Grenzfläche.

II. Kritik bisher vorgeschlagener Elektrizitätsquellen

Über den Mechanismus, durch den die drei Ladungsgebiete aufgebaut und trotz großer Verluste durch Regen, Ionenabwanderung und Blitze aufrechterhalten werden, besteht noch keine Klarheit. Man hat zwar eine ganze Reihe von Vorgängen in Erwägung gezogen [*1, 2, 3, 4, 5, 6*]. Aber nur wenige sind so eingehend bekannt, daß man sich ein brauchbares Bild von ihrer Wirksamkeit im Gewitter machen kann, und dann befriedigen sie meist nicht. Auf jeden Fall kommen nur Mechanismen in Frage, die vorhandene oder erst neu zu schaffende Ladungen beiderlei Vorzeichen räumlich trennen, in Doppelschichten aufspalten, und zwar im Oberteil der Wolke so, daß die positive Elektrizität oben, die negative darunter angesammelt wird, während im Unterteil der Wolke positive Ladungen unten und negative darüber geschichtet werden (Abb. 1b). Nicht die einzelnen Ladungsgebiete sondern ihre Übereinanderschichtung zu Paaren, das Auftreten von elektrischen Doppelschichten oder Dipolen ist das Wesentliche, in deren Feld der Blitz seinen Ausgang nimmt. Der Unterschied in der Anordnung dieser Dipole sowie vor allem auch die soeben hervorgehobene ganz verschiedene Häufigkeit der Blitze beiderlei Ursprungs drängen zu dem Schluß, daß es sich bei der Entstehung der oberen und der unteren Ladungsdoppelschicht um wesentlich verschiedene Mechanismen handeln wird. Der obere, weit ausgedehnte Dipol mit + oben kann sich allmählich entwickeln und braucht Ladungsverluste durch Blitze nur selten zu ergänzen. Der kleine untere Dipol mit + unten dagegen muß rasch arbeiten und Ladung zur Verfügung stellen, die auch viel häufiger als oben örtlich stark konzentriert sein muß, um die für den Blitzbeginn nötige, für gewöhnlich nicht vorhandene [*4, 8*] erhöhte Ausbruchsfeldstärke zu liefern. Man beachte in diesem Zusammenhang auch, daß beide Gebiete unter ganz verschiedenen meteorologischen Bedingungen stehen, was ebenfalls für verschiedene elektrische Mechanismen spricht. In nächster Nachbarschaft des unteren Dipols haben wir den Aufwindschlot, in dem die wachsenden Niederschlagselemente hochgewirbelt werden. Danach fallen diese — in der Hauptphase begleitet von starkem Abwind — mit großer Dichte durch das positive Ladungsgebiet selbst mitten hindurch. Alles in allem handelt es sich um einen Bereich stärkster Aktivität, in dem unter heftigen Luft-

bewegungen Wolkenelemente, grobe Wassertropfen und Eis in höchsten Konzentrationen durcheinanderjagen. Demgegenüber zeigt das Gebiet der oberen Ladungsdoppelschicht nur unmittelbar über einem Aufwindschlot noch etwas stärkere Luftbewegung, indem die aufgestiegenen Luftmassen sich seitwärts ausbreiten und allmählich zur Ruhe kommen. Im großen ganzen sind die hier oben vorhandenen Eiskriställchen und kleineren Schneeflocken sich selbst überlassen und sinken nur infolge ihres Gewichtes langsam abwärts.

Merkwürdigerweise ist über die möglichen Ursachen des unteren, im Aktivitätsgebiet liegenden elektrischen Dipols nur sehr wenig, über diejenigen des oberen aber sehr viel diskutiert worden. Sehen wir von mancherlei phantastischen Vorstellungen ab, so erachtet man oben als brauchbaren Mechanismus beispielsweise den auf Elster und Geitel [*9*] zurückgehenden, von C. T. R. Wilson [*10*] weiterentwickelten Influenzeffekt. Bei den hier vorhandenen niedrigen Temperaturen wäre an einen Eiskristall oder ein Graupelkorn zu denken, das beim Fallen im elektrischen Schönwetterfeld oder in einem schon verstärkten Feld gleicher Orientierung (Feldvektor von oben nach unten) zum Dipol wird und dabei zwar auf der Vorderseite begegnende negative Ionen auffängt, während positive seine Rückseite beim Davoneilen nicht erreichen. So wird negative Ladung nach unten getragen und das vorhandene Feld und die Doppelschicht verstärkt. Genaue Untersuchungen über den Vorgang [*11, 12, 13*] zeigen allerdings, daß er nur unter sehr engen Voraussetzungen wirksam arbeitet, so daß er kaum als einzige Quelle für die obere Doppelschicht ausreichen dürfte.

Sehr ernst zu nehmen ist der erst kürzlich entdeckte Effekt von Workman und Reynolds [*14*], der unter geeigneten Bedingungen recht große Elektrizitätsmengen liefert. Die Autoren ließen im Laboratorium durch bestimmte Zusätze verunreinigtes Wasser unter Wärmeentzug durch eine Seitenfläche des Gefäßes langsam gefrieren, wodurch erreicht wurde, daß die C-Achsen der entstehenden Eiskristalle sich geordnet senkrecht zur Kühlfläche und gleichzeitig senkrecht zur Trennfläche zwischen Eis und restlichem Wasser orientierten. Hierbei bildeten sich große Potentialdifferenzen zwischen Eis und Wasser aus, und man konnte während des fortschreitenden Gefriervorgangs dem Wasser große positive Elektrizitätsmengen entnehmen, während das Eis zunehmend negativ zurückblieb. Bilden kleine Mengen Na Cl die Verunreinigung, so beruht der Effekt darauf, daß bevorzugt Cl^--Ionen in das Eis eingebaut werden, während ein Überschuß von Na^+-Ionen beim Wasser bleibt.

Workman und Reynolds nehmen hiernach folgenden Prozeß zur Erzeugung der oberen elektrischen Doppelschicht im Gewitter an: Jedes fallende Graupelkorn wird im Bereich zwischen den Isothermen von —10° und 0° durch auftreffende Wolkentröpfchen in der Weise wachsen, daß wegen der freiwerdenden Schmelzwärme nur ein Teil jedes Tropfens festfriert, während der Rest von der vorbeistreichenden Luft fortgeblasen wird. Setzt man den richtigen Verunreinigungsgrad des Wassers voraus, so entwickelt sich beim Gefriervorgang wie oben Elektrizität.

Der vereisende Graupel lädt sich zunehmend negativ auf, während die fortfliegenden Wasserfetzen positive Ladung mit sich führen. Fällt jedoch die zu Hagel gewordene Eiskugel weiter hinab in wärmeres Gebiet, so hört der Gefriervorgang und damit die Fähigkeit zu weiterer Elektrizitätsentwicklung auf, der Hagel schmilzt. Jetzt werden auftreffende und später im Luftstrom wieder abgestreifte Tropfen stets nur negative Ladung von der Kugel fortnehmen und in die Umgegend zerstreuen. Man sieht, ohne daß auf weitere interessante Einzelheiten eingegangen zu werden braucht, daß sich auf diese Weise oben eine positive und unten eine negative Raumladung entwickelt, die Elektrizitätsverteilung der oberen Doppelschicht kommt zustande.

Allerdings erheben sich auch bei dieser Theorie gewisse Zweifel. Nehmen wir zunächst an, das Hagelkorn falle *im Nahbereich des Aufwindschlots* herab. Dann sind in größeren Höhen die Bedingungen für den ersten Teil des Workman-Reynolds-Prozesses, d. h. Abstreifen positiver Tröpfchen von fallendem, zunehmend negativem Hagel, durchaus vorhanden. Kommt der Hagel aber schließlich im untersten Teil der Wolke, wo die Temperatur die Nullgradgrenze überschritten hat, zum Schmelzen, so durchläuft er gerade denjenigen Bereich des Gewitters, in dem experimentelle Messungen das Vorhandensein des unteren positiven Raumladungsgebiets feststellten. Da der Workman-Reynolds-Prozeß hier im Widerspruch zu den Tatsachen negative Raumladung produzieren würde, ist die Annahme seines Wirkens im Nahbereich des Aufwindschlots offenbar nicht möglich.

Setzen wir also umgekehrt voraus, der Prozeß spiele sich weit *abseits vom Aktivitätszentrum* ab, und zwar zunächst in Übereinstimmung mit Workman und Reynolds beginnend mit der Höhe der —10°-Isotherme, d. h. mit ca. 5000 Metern; dann werden die hier abgestreiften positiven Wassertröpfchen erstens einmal in viel zu geringer Höhe befreit und müßten, um Übereinstimmung mit der Ladungsverteilung der Erfahrung zu ergeben, erst noch um 2000 bis 3000 m höher gehoben werden. Dazu fehlt hier aber der nötige Aufwind. Zweitens macht der fehlende Aufwind es auch zweifelhaft, ob überhaupt rasch genug Wassertröpfchen mit positiver Ladung abgestreift werden können, ehe die stets vorhandene Leitfähigkeit die beim Gefrieren zwischen Hagel und Wasserhaut entstehende Potentialdifferenz ausgleicht; denn der durch den Fall des Hagels in Luft verursachte Fahrwind ist klein, da die Fallgeschwindigkeit der Niederschlagselemente hier erfahrungsgemäß kaum 3 m/sec beträgt. — Verlegt man aber, um die Entstehung der positiven Raumladung von vornherein in die richtige Höhe zu bringen, den Vorgang nach ca. 7000 bis 8000 m, so befindet man sich bei Temperaturen unter —20°C, wo nach F. H. Ludlam [*15*] auf Eis auftreffende Wolkentröpfchen ganz festfrieren, so daß überhaupt kein Wasser zur Fortnahme positiver Ladung zur Verfügung steht. — Es ist also mindestens zweifelhaft, ob der Workman-Reynolds-Prozeß wirklich imstande ist, genügend Ladungen zu entwickeln, um die obere Doppelschicht des Gewitters zu erklären.

Ein anderer Deutungsversuch für den oberen Dipol von Simpson und Scrase [*8*] erinnert sich der Erfahrung, daß oft große elektrische Felder in Schneestürmen entstehen. Die Forscher nehmen an, daß hoch oben im Gipfelbereich der Gewitterwolke Eisteilchen aneinanderstoßen und dadurch Ladungen schaffen. Wenn allerdings verlangt wird, daß dabei die Luft positiv werde, während negative Eisteilchen abwärtssinken, so ist dies schwer vorzustellen. Durchaus möglich ist aber der von W. Findeisen [*16*, *17*] gefundene und von A. Kumm [*18*] im hiesigen Institut quantitativ untersuchte ähnliche Effekt, bei dem von größeren Eiskriställchen infolge innerer mechanischer Spannungen beim Wachsen bzw. Verdampfen feinste Splitter abbrechen, wobei diese im allgemeinen positiv geladen in höchsten Höhen schweben bleiben, während die negativ gewordenen größeren Kriställchen abwärts sinken. Die Schlußfolgerung, die Kumm am Ende seiner Arbeit zieht, daß dieser Absplitterungseffekt nicht imstande sei, allein die für ein Gewitter notwendigen Ladungen zu liefern, beruht auf einer Abschätzung von Findeisen, nach der 8 Splitter je m^3 und sec im oberen Teil der Gewitterwolke zustandekämen. Wenn diese Schätzung möglicherweise falsch ist, könnte der Effekt immerhin einen wesentlicheren Beitrag zum Zustandekommen der oberen Doppelschicht leisten.

Wenn wir nun endlich nach Elektrizitätsquellen für den *unten* im Gewitter steckenden umgekehrten Dipol mit — oben und + unten fragen, so sind die bisherigen Vorschläge noch unbefriedigender als diejenigen für den oberen. Ein Erklärungsversuch von Malan und Schonland [*19*, *20*] stellt sich vor, daß positive Ionen, die aus Spitzenentladungen an der Erdoberfläche stammen, im Aufwind hochgetragen und dann von den Wolkentröpfchen eingefangen werden, um so das untere positive Ladungsgebiet darzustellen. — E. Wall [*21*] denkt u. a. an zwei einander entgegenlaufende elektrische Ströme in der Wolke, deren einer durch fallenden negativen Niederschlag, der andere durch aufsteigende positive Ionen gebildet wird. In größeren Höhen kann dabei durch geeignete Teilchenanzahlen die negative Ladung als Raumladung überwiegen, während tief unten bei viel größer gewordener Fallgeschwindigkeit des Niederschlags seine Raumladungsdichte zurückgeht, so daß das positive Ladungsvorzeichen hervortritt. — Ein anderer von Dinger und Ross Gunn [*22*] angegebener Prozeß will die Ladungen nutzbar machen, die auftreten, wenn Eis schmilzt, in das Luftbläschen eingefroren sind. Aber gegen alle diese Vermutungen lassen sich Bedenken geltend machen (s. auch [*6*] S. 131), so daß man nicht recht an ihre Brauchbarkeit glauben möchte.

Ernster zu erwägen ist jedoch der Lenard-Simpsonsche Tropfenzerreißeffekt in turbulentem Aufwind [*8*, *23*, *24*], bei dem, falls die Verunreinigungen nicht zu groß sind, feinste negative Wasserfetzen von positiv zurückbleibenden, nach unten fallenden Tropfen abgerissen werden. Dieser Vorgang war früher, solange man die *obere* Doppelschicht damit erklären wollte, schon wegen verkehrter Vorzeichen als unbrauchbar verworfen worden. Er konnte dann auch für den *unteren* Dipol nicht

dienen, da man bei genauerer Überlegung seine Wirksamkeit in Höhen oberhalb der Nullgrad-Isotherme fordern mußte, während man lange Zeit dort nur an das Vorhandensein fester Niederschlagselemente glaubte. Seitdem aber in den letzten Jahren klar wurde, daß Regen auch unmittelbar, ohne notwendige Zwischenschaltung der Eisphase entstehen kann [*15*], ist dieser Einwand hinfällig. Allerdings bleibt unsicher, wie weit die nach Lenard unerläßliche starke Turbulenz zur Verfügung steht.

III. Faraday-Sohncke-Effekt und Hagelentwicklung im Gewitter

Das unbefriedigende Ergebnis der vorangehenden Kritik drängt uns, da es Gewitter dennoch tatsächlich gibt, nach einer anderen, brauchbareren Ladungsquelle für den unteren Dipol zu suchen, dem wie gesagt wohl zentrale Bedeutung für das elektrische Geschehen zukommt. Man kann sich dabei, wie dies besonders immer wieder von H. Wichmann betont wird [*2*, *4*], dem Eindruck nicht entziehen, daß ein Zusammenhang zwischen dem Dipol und dem aus dem Aufwindschlot ausfallenden Starkniederschlag besteht. Erst wenn der Regen schon eine Weile aus der Wolke niedergeht, setzt bekanntlich die elektrische Tätigkeit des Gewitters ein. Wie oft beobachtet man ferner im späteren Verlauf, daß erneutes Anschwellen des Niederschlags von neuen Blitzentladungen begleitet wird! Und die Flugzeuge des amerikanischen Thunderstorm Projects [*4*] wiesen erst dann durch ihre Feldmessungen von oben her das Auftreten des unteren positiven Ladungsgebiets nach, wenn mindestens 5 bis 10 Minuten lang starker Niederschlag nach unten gegangen ist, und das Gebiet findet sich genau an der Stelle, wo Regen und Abwind am stärksten waren. Mit Nachlassen des Niederschlags verschwindet nach diesen Flugzeugmessungen auch das positive Ladungsgebiet wieder, während die negative Ladung ringsum (wohl verursacht durch den langsameren Mechanismus des oberen Dipols) noch weiter zunimmt. An einem engsten Zusammenhang zwischen Niederschlagsgeschehen und Ladungsbildung kann nach allem kein Zweifel sein.

W. Findeisen hat geglaubt [*16*, *17*], im Wachstum von im Aufwind hochgetriebenen und dann ausfallenden Graupeln die wahre Quelle gefunden zu haben. Nach seinen Laboratoriumsversuchen sollten beim Anfrieren von Wolkentröpfchen auf kalter Unterlage um Zehnerpotenzen größere Elektrizitätsmengen entstehen als bei den weiter vorn erwähnten Eisabsplitterungsvorgängen, was physikalisch freilich schwer vorstellbar ist, da keinerlei Träger nachgewiesen werden, die die Gegenladung fortschaffen könnten. Bei einer Nachprüfung durch C. Kramer [*25*] fanden sich nur noch zehnmal so kleine Mengen. Gleichzeitig hat im hiesigen Institut A. Kumm [*18*] den Findeisenschen Vergraupelungsvorgang unter strenger Einhaltung der Forderung wiederholt, daß keine Störung durch Verlust geladener Reifsplitter auftreten darf; unter diesen Umständen zeigte sich im Rahmen der gegebenen Meßempfindlichkeit überhaupt kein Effekt mehr.

Wir kamen damals auf die Vermutung, daß es sich bei FINDEISENS Versuchen, ohne daß er es wahrnahm, um einen anderen Vorgang gehandelt haben könnte, der nur gelegentlich für Gewitter vorgeschlagen [*4*, S. 188], im allgemeinen aber nicht ernst genommen wurde. Dies ist der sogenannte FARADAY-SOHNCKE-Effekt [*26*], ein Wasserfalleffekt, bei dem Tropfen speziell beim Aufschlag auf Eis zerrissen werden. Der wegfliegende Wasserstaub, der so fein ist, daß er sich bei weitem der Beobachtung entzieht, trägt dabei, wenn die Verunreinigungen nicht zu groß sind, negative Ladung mit sich fort, während das getroffene Eis positiv zurückbleibt. Die vorliegende Abhandlung hat zum Ziel, möglichst eingehend zu untersuchen, wie weit dieser Vorgang bei der Erzeugung der Gewitterelektrizität beteiligt sein kann; dabei wird sich zeigen, daß er ernsthaft als Quelle in Betracht gezogen zu werden verdient. Als wesentliches Hilfsmittel benutzt die Überlegung dabei einige quantitative Erfahrungen, die von GNAM und WOLF über den Effekt im Laboratorium gewonnen sind [*27*]. Die Grundzüge der Untersuchung wurden übrigens bereits am 4. Januar 1953 in Tübingen [*28*] zum 65. Geburtstag von W. KOSSEL vorgetragen.[1]

Der FARADAY-SOHNCKE-Effekt dürfte auftreten, wenn aus einem

[1] Hier ist noch eine Arbeit von H. LUEDER [*29*] zu erwähnen, die ebenfalls versucht, den Aufschlag von Wassertropfen auf Eis quantitativ zur Erklärung der Gewitterelektrizität heranzuziehen. In ihr wird die Aufladung eines wie ein Propeller rotierenden Metallstabs untersucht, die entsteht, wenn dieser bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt auf vorbeistreichende natürliche Nebeltröpfchen schlägt, die dabei im wesentlichen anfrieren. Der Autor findet außerordentlich große Ladungswerte und glaubt, diese der Wirkung des weiter vorn erörterten WORKMAN-REYNOLDS-Effekts [*14*] mit unterkühltem Wasser zuschreiben zu sollen. Gegen diese Deutung müssen aber ernste Zweifel erhoben werden. WORKMAN und REYNOLDS betonen selbst ausdrücklich die Notwendigkeit eines behutsamen Gefriervorgangs mit geordneter Kristallorientierung. Dieser ist aber bei den überaus großen Drehzahlen von LUEDER sicher nicht möglich, und damit geht der Effekt auf Null zurück. Unseres Erachtens handelt es sich bei den auftretenden Ladungen gewiß um eine Wirkung des FARADAY-SOHNCKE-Effekts, der bei der gewählten Versuchsanlage gar nicht zu vermeiden ist. Freilich sollte dann, falls nicht stark verschmutztes Wasser wirksam war, das Vorzeichen umgekehrt herauskommen. Aber das Verfahren ist so indirekt und die Schlußweise vielfach so verwickelt, daß die Vorzeichenbestimmung nicht überzeugt. Für den FARADAY-SOHNCKE-Effekt wäre die beträchtliche Größe der gefundenen Ladung nicht überraschend. Zwar unterscheidet sich die Wirkung unterkühlten Wassers nach [*27*] nicht sprunghaft von derjenigen gewöhnlichen Wassers. Aber man muß zur Beurteilung der entstehenden Ladung nach [*27*] ihre Abhängigkeit von der Tropfenenergie beachten und darf sie nicht wie bei LUEDER einfach nur der Tröpfchenzahl proportional ansetzen. Bei seinen Messungen benutzt LUEDER größenordnungsmäßig größere Relativgeschwindigkeiten zwischen vereisendem Stab und Nebeltröpfchen, als sie im Gewitter vorkommen. Die Ladungen werden deshalb viel größer als je im natürlichen Gewitter. Um auf dieses anwendbar zu sein, müßten die Messungen zuvor noch auf kleinere Tropfenenergien reduziert werden.

Graupelkorn durch Aufprallen und Zerspritzen von Wolkentröpfchen bei Temperaturen unter Null Grad ein Hagel wächst. Dieser Vorgang muß sich im Aufwindschlot einer aktiven Gewitterzelle abspielen und wiederholt sich wahrscheinlich dort zu unzähligen Malen. Der Hagel lädt sich dabei immer weiter positiv auf, während der negative Wasserstaub vom Wind nach oben fortgeweht wird. Zwar haben die Flugzeuge des Thunderstorm Projects nur selten Hagel gefunden, doch dürfte dies einfach darauf zurückzuführen sein, daß der nur 100 m dicke Aufwindschlauch beim Durchqueren des Gewitters schwer auffindbar ist. Workman und Reynolds konnten denn auch nachträglich noch dazu ermitteln [*14*], daß die Flugzeuge immerhin in 21 von 38 untersuchten Gewittern tatsächlich Hagel feststellten. Nur jeweils in ein und demselben Gewitter verliefen oft viele Durchfliegungen ohne Begegnung mit dem offensichtlich eng lokalisierten Hagel. Demgegenüber wurde bei den von Segelflugzeugen untersuchten Rhöngewittern unmittelbar im Aufwindschlauch ausnahmslos in jedem Fall Hagel beobachtet, dessen Größe noch mit der Höhe zunahm [*4*]. Es scheint uns deshalb auch heute noch nicht abwegig, wenigstens in unsern Breiten mit der wesentlichen Beteiligung von Hagel zu rechnen, und die Ladungserzeugung bei seinem Wachsen würde aufs beste die obige Annahme bestätigen, daß die Entstehung des unteren Dipols mit dem Niederschlagsgeschehen eng verknüpft ist.

Das Wachstum von Hagelkörnern verschiedener Dichte ist von F. H. Ludlam quantitativ berechnet und in Kurven dargestellt worden [*15*]. Wir werden uns im folgenden für die hier durchzuführende Abschätzung der durch den Faraday-Sohncke-Effekt erzeugten Ladung der Unterlagen von Ludlam für den Hagel mit der (größeren) Dichte von 0,6 gr/cm³ bedienen. Zunächst sei aber der ganze Vorgang qualitativ beschrieben.

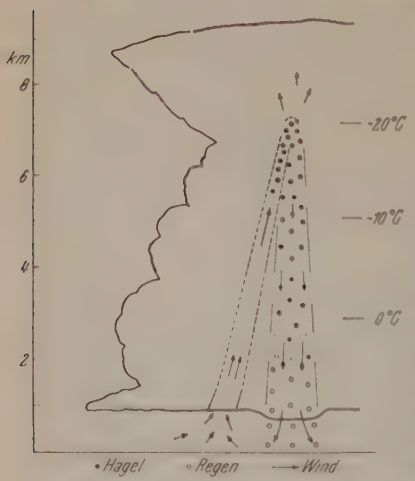

Abb. 2. Aktive Gewitterzelle im Hauptstadium, vgl. H. Wichmann [4]

Die zugrundegelegte Wolke (s. Abb. 2) beginnt in der Höhe von etwa 900 m über dem Erdboden bei $+10°$ C und enthält 10^6 Wolkentröpfchen je Gramm Luft. Im Aufwindschlauch wächst die Windgeschwindigkeit von 5 m/sec an der Basis linear an bis zu 10 m/sec bei 3500 m über der Erde und bleibt von da an aufwärts konstant. Um einen im Aufwind hochgewehten Gefrierkern beginnt sich bei $-5°$C aus Wasserdampf ein Eiskörnchen zu bilden, das bei 3640 m einen Radius von 50 μ hat. Beim weiteren Aufsteigen wird es zuerst nur langsam größer, in 5920 m Höhe beträgt der Radius erst 150 μ. Dann aber wächst es wegen des zunehmenden Querschnittes, der viele

unterkühlte Wolkentröpfchen aus dem aufsteigenden Luftstrom abfängt und anfriert, immer rascher, es entsteht ein richtiger Hagel. Bald wird das Gewicht so groß, daß der Aufstieg im Aufwindstrom — bei 7150 m — zum Stehen kommt, und nun sinkt der noch immer wachsende Hagel entgegen dem Luftstrom immer rascher nach unten, bis er in 6180 m Höhe bei einem Radius von 0,6 cm naß zu werden beginnt, da jetzt mehr Wassertröpfchen auf ihn auftreffen, als er anfrieren kann, weil die freiwerdende Schmelzwärme nicht mehr rasch genug an die Umgebung abgegeben werden kann. Damit ist das Wachstum beendet.

Die bei diesem Entstehungsvorgang vom Hagel durchlaufenen Höhen h sind in Abb. 3 über der fortschreitenden Zeit graphisch dargestellt. Die Kurve ist einem Diagramm von LUDLAM [*15*] quantitativ entnommen. Man sieht, daß für das ganze Ereignis etwa 10 Minuten benötigt werden. In dieselbe Abb. 3 ist auch der Verlauf der Relativgeschwindigkeit v_r zwischen dem Hagel und dem vorbeistreichenden Luftstrom eingetragen, die sich aus der Höhenkurve mittels der obigen Angaben leicht berechnen läßt. Solange das Wachstum noch langsam vorangeht, etwa bis zur Zeit $t = 600$ sec, ist v_r klein (Anfangswert links 17 cm/sec). Danach, mit zunehmendem Gewicht, kann das Hagelkorn immer weniger vom Wind getragen werden, v_r nimmt steil zu (bis 18,4 m/sec am Ende), und hierbei schlagen die Wolkentröpfchen immer heftiger auf und geben Anlaß zu zunehmender Entwicklung elektrischer Ladungen, die wir im nächsten Kapitel berechnen werden.

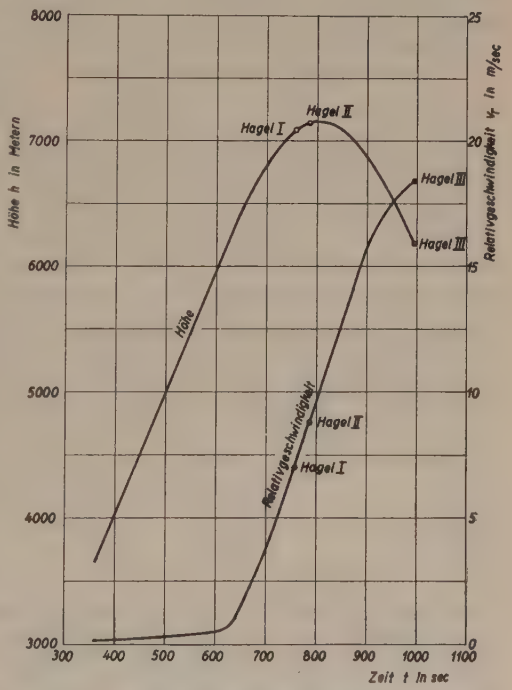

Abb. 3. Höhe (nach LUDLAM) und Relativgeschwindigkeit des Hagels gegen die umgebende Luft in Abhängigkeit von der Zeit

Über das weitere Schicksal von Hagel und Ladungen wird ebenfalls später zu sprechen sein (Kap. VI). Vorläufig ist nur noch zu beachten, daß ein Aufwindschlot im allgemeinen gegen die Vertikale geneigt ist [*2*, *4*]. Dies hat zur Folge, daß jeder Hagel unter Einwirkung der schräg nach oben gerichteten Windkraft und seines Gewichts, das ihn senkrecht nach unten zieht, schließlich an den Rand des Schlots gelangt und aus ihm herausfällt. Dies braucht nicht erst nach Beendigung des Wachs-

tums beim endgültigen Herabfallen zu sein, sondern der Hagel kann auch vor Erreichen des Endes der Ludlamschen Bahn (Abb. 3) bereits aus dem Schlot ausscheiden und bleibt damit kleiner als der Ludlamsche Hagel. Ebenso bleibt die erzeugte Ladung geringer als bei diesem. Wir werden in den folgenden Rechnungen zwei derartige Fälle unvollständiger Entwicklung mitbehandeln.

Man wird auf die Notwendigkeit der Betrachtung kleinerer Hagel auch von der Seite des am Erdboden beobachteten Niederschlags geführt, der ja — mit seltenen Ausnahmen — geschmolzen als Regen eintrifft. Hierbei ist der Tropfendurchmesser auch von Starkregen im allgemeinen nur 3 mm, d. h. viel kleiner als einem geschmolzenen Ludlam-Hagel entsprechen würde. Man muß annehmen, daß der Regen im allgemeinen aus kleineren Hageln stammt (oder auch, daß der Ludlam-Hagel nach dem Schmelzen in eine Reihe kleinerer Tropfen zerrissen wird, vergleiche später). Um den Hagel anzusetzen, der am Erdboden die Starkregentropfen von 0,3 cm Durchmesser, bzw. vom Volumen $V_R = 14{,}13 \cdot 10^{-3}$ cm³ hervorruft, nehmen wir an, daß von dem geschmolzenen Hagel beim Herabfallen bis zur Erde noch das halbe Volumen verdampft ist, daß ferner der Hagel selbst zuvor wie der Ludlam-Hagel die Dichte 0,6 gr cm³ hatte. Dies führt zum Hagelvolumen $V_H = \frac{2}{0{,}6} V_R = 4{,}71 \cdot 10^{-2}$ cm³. Wir wollen im folgenden auch einen derartigen zu früh aus dem Schlot ausgefallenen Hagel betrachten und bezeichnen ihn ein für allemal als Hagel I. Daneben soll ein weiterer Hagel II mit doppeltem Volumen und schließlich der obige Ludlam-Hagel als Hagel III betrachtet werden. Wir haben es im folgenden also zu tun mit:

	Radius	Volumen	Radius des Regentropfens an der Erde
Hagel I	0,224 cm	$4{,}71 \cdot 10^{-2}$ cm³	0,150 cm
Hagel II	0,282 cm	$9{,}42 \cdot 10^{-2}$ cm³	0,189 cm
Hagel III ..... (Ludlam)	0,600 cm	$90{,}5 \cdot 10^{-2}$ cm³	0,401 cm

Das Ausscheiden dieser Hagel aus der oben beschriebenen Entwicklung ist auf den Kurven von Abb. 3 durch entsprechende Punkte gekennzeichnet.

IV. Berechnung der Ladung eines Hagels

Die bei der Entstehung eines Hagelkorns auftretende Elektrizitätsmenge Q läßt sich berechnen als Summe aller Einzelladungen q, die entstehen, wenn einzelne unterkühlte Wolkentröpfchen mit Wucht auf den Hagel aufschlagen und unter Verlust feinsten negativen Wasserstaubs, dessen Volumen vernachlässigbar ist, festfrieren. Zur Gewinnung dieser q verhilft die Erfahrung von Gnam und Wolf [27], daß die beim Aufprall eines Tropfens auf Eis entwickelte Ladung mit guter Annäherung der Tropfenenergie W proportional ist. Bedeutet m die Masse der Wolkentröpfchen, deren Durchmesser wir einheitlich zu 0,03 mm annehmen, und v_r die schon eingeführte Relativgeschwindigkeit, mit der auch die

Tröpfchen auf den Hagel prallen, dann kann man ansetzen

$$q = \Gamma W = \Gamma \cdot \frac{m}{2} v_r^2. \tag{1}$$

Ein zu bestimmten Versuchsbedingungen gehöriger Wert für die Konstante Γ ist in [27] angegeben. Außerdem ist dort — für das folgende wichtig — eingehend untersucht, wie der FARADAY-SOHNCKE-Effekt von verschiedenen Versuchsbedingungen abhängt. Wir lassen hier im Interesse der Allgemeingültigkeit unserer Betrachtung den Wert von Γ einstweilen ganz offen.

Die Anwendung der Gl. (1) wird dadurch erschwert, daß während des Hagelwachstums v_r nicht konstant ist. Man erhält die Gesamtladung eines Hagels vielmehr durch Summation über *variable* Summanden:

$$Q = \sum_{\lambda=1}^{Z} q_\lambda = \Gamma \frac{m}{2} \sum_{\lambda=1}^{Z} v_{r\lambda}^2, \tag{2}$$

wobei v_r nach der in Abb. 3 gegebenen Abhängigkeit wächst. Die Laufzahl λ geht dabei über alle Wolkentröpfchen, die nacheinander unter Elektrizitätserzeugung am Hagel festfrieren. Ihre Gesamtzahl ist mit Z bezeichnet. Auch mit diesem Ansatz läßt sich unmittelbar nichts anfangen, weil man nicht weiß, wie die Geschwindigkeit v_r den einander folgenden Tröpfchen zuzuordnen ist. — Unmittelbar übersehen kann man nur, wie das wachsende Hagel*volumen* V_H mit den ankommenden Tröpfchen zusammenhängt. Es wächst nämlich einfach linear mit der Anzahl aufgenommener Tröpfchen. Bezeichnet man mit V_W das Volumen eines Wolkentröpfchens und mit V_{HA} das Volumen, das der Hagel zu Anfang des Wachstums aus Wolkentröpfchen hat, ferner mit ϱ den Zahlenwert der Massendichte (0,6 gr/cm³) des Hagels, so wird nach Aufnahme des λ-ten Tröpfchens, d. h. von insgesamt λ Tröpfchen

$$V_H = V_{HA} + \frac{V_W}{\varrho} \cdot \lambda. \tag{3}$$

Nun braucht man eine Beziehung zwischen dem Hagelvolumen V_H und der Relativgeschwindigkeit v_r. Dann kann der in Gl. (2) geforderte Zusammenhang zwischen der Relativgeschwindigkeit und der Nummer des λ-ten ankommenden Tröpfchens hergestellt werden. Tatsächlich besteht eine solche Beziehung infolge der Reibung des fallenden Hagels an der umgebenden Luft. Die Fallgeschwindigkeit durch die Luft unter Reibung, eben v_r, hängt vom Hagelgewicht und vom Hagelquerschnitt ab, die sich — Kugelform vorausgesetzt — aus dem in (3) zur Verfügung stehenden Hagelvolumen ja leicht ableiten lassen. Zu einer quantitativen Beziehung kommt man aber erst, wenn man das hier anzuwendende Reibungsgesetz kennt.

Hierzu prüft man leicht nach, daß das einfache STOKESsche Gesetz, bei dem die Reibungskraft proportional der Geschwindigkeit angenommen wird, nur auf einem kurzen Stück, am Anfang der Entwicklungsbahn des Hagels, Gültigkeit hat. Bei der späteren großen Hagelkugel, die sich zuletzt mit über 18 m/sec durch den Aufwind bewegt, muß die Reibung proportional zu v_r^2 sein. Streng genommen hat man es also auf dem Ent-

wicklungsweg des Hagels mit einem variablen Reibungsgesetz zu tun. Man kann sich aber zur Vereinfachung aus Ludlams Daten ein mittleres Reibungsgesetz ableiten, das dann wohl mit hinreichender Zuverlässigkeit für die ganze Bahn anwendbar ist. Drückt man in diesem Sinn im Reibungsgesetz Hagelgewicht und Querschnitt durch V_H aus und rechnet sich, was für die Verwendung in Gl. (2) notwendig ist, v_r^2 aus, so erhält man mit dem

linearen Reibungsgesetz $v_r^2 = \text{konst}_1 \cdot V_H^{4/3}$
quadratischen Reibungsgesetz $v_r^2 = \text{konst}_2 \cdot V_H^{1/3}$.

Das angestrebte mittlere Gesetz liefere demnach eine Beziehung der Form

$$v_r^2 = K \cdot V_H^x. \tag{4}$$

Die zwei unbekannten Konstanten K und x lassen sich sofort ausrechnen, wenn man die Gleichung für irgend zwei von den drei bei Ludlam gegebenen Wertepaaren

(bei $t = 360$ sec) $v_r = 17{,}0$ cm/sec $V_H = 5{,}24 \cdot 10^{-7}$ cm^3
(bei $t = 595$ sec) $v_r = 49{,}8$ cm/sec $V_H = 1{,}41 \cdot 10^{-5}$ cm^3
(bei $t = 994$ sec) $v_r = 1840$ cm/sec $V_H = 9{,}05 \cdot 10^{-1}$ cm^3

ansetzt und auflöst. Das dritte Wertepaar kann zur Kontrolle der gefundenen Beziehung dienen. Auf diese Weise ergibt sich

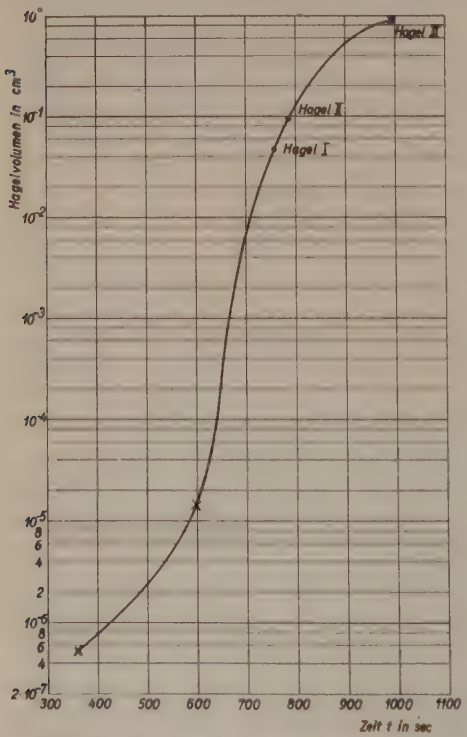

Abb. 4. Das Hagelvolumen in Abhängigkeit von der Zeit

$$K = 3{,}618 \cdot 10^6 \text{ cm}^{2-3x} \text{ sec}^{-2},$$
$$x = 0{,}6524,$$

womit Gl. (4) für die obige Aufgabe verwendbar wird.

Zuvor sei die Richtigkeit der letzten Rechnung noch durch Hinweis auf die Abb. 4 belegt. In ihr ist — wegen der großen Ausdehnung des überstrichenen Intervalls mit Hilfe logarithmischen Ordinatenmaßstabs — das Hagelvolumen als Kurve über der Zeit dargestellt, wie es sich auf Grund der in Abb. 3 abgeleiteten Geschwindigkeitswerte mit Hilfe der umgekehrt aufgelösten Gl. (4) berechnen läßt. Die soeben zitierten, von Ludlam vorgegebenen Volumenwerte sind dagegen als Kreuze eingezeichnet. Man sieht, daß die Kurve sie quantitativ erfüllt. Im übrigen ist es nicht uninteressant, den Volumenverlauf von Abb. 4 dem Geschwindigkeitsverlauf von Abb. 3 gegen-

überzustellen. Die Endpunkte der Entwicklung von Hagel I, II, III sind auch hier besonders gekennzeichnet.

Wir können jetzt endlich Gl. (4) in die Gl. (2) für die Gesamtladung eines Hagels einführen und dabei noch V_H mittels Gl. (3) ausdrücken. So entsteht

$$Q = \Gamma \frac{m}{2} \sum_{\lambda=1}^{Z} K \left(V_{HA} + \frac{V_W}{\varrho} \lambda \right)^x .$$

Die Summe erstreckt sich über alle Z elektrisch wirksamen Tröpfchen, die das Volumen von V_{HA} bis zum Endvolumen auffüllen. Da hierin das Volumen V_{HA}, bei dem die eigentliche Hagelbildung beginnt, rechnerisch unbequem ist, formen wir den Ausdruck noch etwas um. Wir nehmen an, die Hagelbildung und Elektrizitätsentwicklung beginne mit dem Volumen Null und ziehen von der so entstehenden zu großen Ladung diejenige wieder ab, die ein vom Volumen Null nur bis zum wirklichen V_{HA} wachsender Hagel erwerben würde. Wenn wir die Gesamtzahl der im großen Hagel enthaltenen Wolkentröpfchen mit N, diejenige des kleinen mit n bezeichnen und $(V_W/\varrho)^x$ noch herausziehen, so ergibt sich

$$Q = \Gamma \frac{m}{2} K \left(\frac{V_W}{\varrho} \right)^x \left\{ \sum_{\lambda=1}^{N} \lambda^x - \sum_{\lambda=1}^{n} \lambda^x \right\} .$$

Da die oberen Grenzen der Summen groß sind, kann man diese bequem durch Integrationen gewinnen, z. B.

$$\sum_{\lambda=1}^{N} \lambda^x = \int_0^N \lambda^x \, d\lambda = \frac{1}{x+1} N^{x+1} ,$$

und es ergibt sich

$$Q = \Gamma \frac{m}{2} K \left(\frac{V_W}{\varrho} \right)^x \frac{1}{x+1} \left\{ N^{x+1} - n^{x+1} \right\} . \qquad (5)$$

Zur Ermittlung der Zahl der in den verschiedenen Hageln enthaltenen Wolkentröpfchen ist das (wegen geringerer Dichte mit 0,6 multiplizierte) Hagelvolumen durch das Wolkentröpfchenvolumen $V_W = 1{,}414 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{cm}^3$ zu dividieren. So ergibt sich mit früher definierter Numerierung der Hagel

$$N_{\mathrm{I}} = 1{,}971 \cdot 10^6, \qquad N_{\mathrm{II}} = 3{,}941 \cdot 10^6, \qquad N_{\mathrm{III}} = 3{,}840 \cdot 10^7 .$$

Die Anzahl n für den abzuziehenden fingierten kleinen Hagel hängt davon ab, bei welchem Anfangsvolumen V_{HA} man die eigentliche Hagelbildung einsetzen läßt. Die Angaben von Ludlam legen dafür das Anfangsstadium der in den Abb. 3 und 4 dargestellten Entwicklung nahe, d. h. den Radius von 0,005 cm bzw. das Volumen $V_{HA} = 5{,}24 \cdot 10^{-7}\ \mathrm{cm}^3$. Hierin sind (mit Faktor 0,6)

$$n = 22{,}2 \text{ Wolkentröpfchen}$$

enthalten. Für das sich ergebende Q macht es aber praktisch nichts aus, wenn man vorsichtiger den eigentlichen Hagel erst bei einem 10- bis 100- oder sogar annähernd 1000fachen Volumen zu wachsen beginnen

läßt, da auch dann noch n^{x+1} gegenüber N^{x+1} in Gl. (5) vernachlässigbar klein bleibt. Man hat also endlich zur Ausrechnung der Gesamtladung eines Hagels die einfachere Gleichung

$$\boxed{Q = \Gamma \frac{m}{2} K \left(\frac{V_W}{\varrho}\right)^x \frac{N^{x+1}}{x+1}}. \tag{6}$$

V. Diskussion von Fehlermöglichkeiten, Festlegung der wahrscheinlichsten Zahlenwerte

Mit der Endgleichung der Arbeit [27] wird für die Elektrisierungskonstante $\Gamma = 2{,}75 \cdot 10^{-16}$ Coulb/erg angegeben. Dieser Wert gilt für den Fall, daß Tropfen von $+ 20°$C auf Eis von $0°$C prallen, wobei Wasser von ziemlich großer Reinheit, etwa von der Leitfähigkeit $7 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ benutzt ist. Die obige Gleichung (6) liefert hiermit für die drei in Frage stehenden Hagel die Ladungen

$$\begin{aligned} &\text{Hagel I:} \quad Q_{\text{I}} = 1{,}133 \cdot 10^{-12} \text{ Coulb}, \\ &\text{Hagel II:} \quad Q_{\text{II}} = 3{,}561 \cdot 10^{-12} \text{ Coulb}, \\ &\text{Hagel III:} \quad Q_{\text{III}} = 1{,}532 \cdot 10^{-10} \text{ Coulb}. \end{aligned}$$

Wir haben nun die Aufgabe, zu untersuchen, wie weit der bisher betrachtete Mechanismus möglicherweise durch Nebenerscheinungen im Gewitter gestört wird, bzw. wie weit die soeben erhaltenen Ladungswerte infolge veränderter Bedingungen im Gewitter abgeändert werden müssen. Es werden sich dabei verringernde und verstärkende Einflüsse herausstellen, die schließlich gegeneinander abzuwiegen sind. Allerdings kann es sich nur mehr um eine Abschätzung der richtigen Größenordnung handeln.

a) Da gibt es zunächst Bedenken elektrostatischer Art. Der Faraday-Sohncke-Effekt kann nur solange arbeiten, als es dem beim Zusammenprall erzeugten Wasserstaub möglich ist, seine negative Ladung wirklich fortzutragen. Mit wachsender Aufladung des Hagels muß dabei gegen elektrostatische Anziehungskräfte eine Abtrennungsarbeit geleistet werden. Diese läßt sich in Annäherung durch die Potentialdifferenz angeben, die die aufgeladene Hagelkugel gegen das Unendliche annimmt. Mit der bekannten Formel $U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot Q/r$ ergibt sich für die Endzustände

$$U_{\text{I}} = 4{,}6 \text{ Volt}, \qquad U_{\text{II}} = 11{,}3 \text{ Volt}, \qquad U_{\text{III}} = 230 \text{ Volt}.$$

Bei unseren in [27] beschriebenen elektrometrischen Messungen waren irgendwelche Hemmungen infolge zu großer Aufladung nicht zu bemerken; Dagegen gibt H. Lueder [29] an, daß sein im unterkühlten Nebel rasch rotierender Metallstab sich bei der Vereisung asymptotisch bis auf das Endpotential von 96 Volt auflud. Da hier die Relativgeschwindigkeit zwischen vereistem Stab und Nebeltröpfchen viel größer war als zwischen Hagel und Wolkenelementen in unserm Gewitter, ergibt sich, daß der Ludlam-Hagel III seine oben berechnete volle Aufladung wegen ihrer zurückhaltenden Wirkung auf den negativen Wasserstaub

niemals erreichen kann. Vorsichtig geschätzt wird man annehmen dürfen, daß zwar Hagel I und II auf seine volle, Hagel III aber höchstens auf ¼ seiner im Vorangehenden berechneten Endladung kommen wird.

b) Eine weitere Gefahr besteht darin, daß der Aufwind in größeren Höhen erhebliche Mengen negativen Wasserstaubs enthält, der von anderen Faraday-Sohncke-Effekten stammt und durch Aufschlag auf unsern Hagel diesen wieder entladen könnte. Die Frage, wie weit derartige Begegnungen stattfinden, ist derjenigen nach der Wirksamkeit des C.T.R. Wilsonschen Influenzeffekts ähnlich. Aber man hat es hier vor allem nicht mit molekularen Ionen sondern mit Wasserfetzen erheblichen Ausmaßes, schon um Tröpfchen von etwa $0{,}8 \cdot 10^{-6}$ cm Durchmesser zu tun [*23*]. Bei kleiner Ladung und großer Masse ist ihre spezifische Ladung wohl um Zehnerpotenzen kleiner als bei Ionen, und sie haben innerhalb der Atmosphärenluft nur eine sehr kleine elektrische Beweglichkeit. Man muß die Aufgabe dann hydrodynamisch sehen und fragen, wie weit derartige Tröpfchen aus den um den Hagel herumlaufenden Strömungslinien der Luft heraustreten und infolge ihrer Trägheit und elektrischer Anziehung am Hagel hängenbleiben werden. Zur Beantwortung der mechanischen Frage kann man die Überlegungen von F. Albrecht [*30*] heranziehen, der die Abscheidung kleiner Teilchen aus der umströmenden Luft auf einem Hindernis — allerdings von der Form eines langen Zylinders — untersucht. Wendet man diese Theorie auf unseren negativen Wasserstaub an, so ergibt sich, daß am zylindrischen Hindernis überhaupt kein Tröpfchen von nur 10^{-6} cm Durchmesser hängen bleibt. (Die viel dickeren Wolkentröpfchen dagegen werden, wie dies sein muß, zum größten Teil festgehalten). Wenn aber ein langer Zylinder nichts abfängt, so muß dies für das kugelige Hindernis unseres Hagels erst recht gelten. Und hieran dürfte sich auch nichts Wesentliches ändern, wenn man die Aufladungen der Partner berücksichtigt, da die elektrische Ablenkbarkeit mit der geringen spezifischen Ladung und der kleinen Beweglichkeit außerordentlich klein bleibt. Der Vorgang dürfte für unseren Gegenstand ohne wesentliche Bedeutung sein.

c) Wir müssen nun weiter abschätzen, was es ausmacht, daß beim Hagelwachstum im Gewitter ganz andere als die oben mit dem Laboratoriumswert für Γ angegebenen Temperaturen herrschen. Im Laboratorium betrug ja die Tropfentemperatur $+20°$, die Eistemperatur $0°$, während im Gewitter beide Werte sehr viel kleiner sind. Der obere Umkehrpunkt der Entwicklungsbahn von Ludlams Hagel befindet sich 7150 m über der Erde. Die $-20°$-Isotherme zeichnet Ludlam, erstaunlich niedrig, bei 5800 m ein. Demgegenüber liegt sie bei Simpson und Scrase [*8*] und andern Autoren bei 7500 m. Es wird sicher einigermaßen richtig sein, die Höhe der Bahnumkehr mit derjenigen der $-20°$-Isothermen zu identifizieren. Dies heißt aber nicht, daß der Hagel wirklich bis auf diese Temperatur abgekühlt wird. Denn er selbst wie die umgebende Luft steigen aus wärmeren Regionen auf. Man hat daher im Aufwindschlot eine Ausstülpung der Isothermen nach oben, zudem bleibt der Hagel selbst wegen der

Trägheit allen Temperaturausgleichs wärmer als seine Umgebung. Als ganz wesentlich kommt noch, besonders gegen Ende der Bahn, die immer mehr anwachsende Entwicklung von Schmelzwärme hinzu, die schließlich die Oberfläche sogar naß werden läßt. Wir schätzen daher, daß der Hagel nicht weiter als bis auf — 15°C abgekühlt wird.

Für diese Temperatur gibt die Tabelle 1 von [27] an, daß der Faraday-Sohncke-Effekt auf etwa 85% des Wertes zurückgeht, der für die Temperatur 0° des Eises gilt. Ebenfalls in [27] wird überlegt, daß aber die Herabsetzung der Tropfentemperatur auf Werte wesentlich unter 0° ein leichtes Ansteigen des Effekts zur Folge hat. Hiernach wären die 85% sogar wieder etwas zu vergrößern. Beide Einflüsse machen sich übrigens nur mehr im Gipfelbereich der Hagelbahn geltend.

d) Ganz wesentlich hängt der Faraday-Sohncke-Effekt vom Reinheitsgrad des mitwirkenden Wassers ab. Mit wachsender Konzentration eines Zusatzes nimmt seine Wirkung ab, bis sich schließlich sogar das Vorzeichen umkehrt, das Eis negativ und der fortfliegende Wasserstaub positiv wird. Die Dinge liegen ähnlich wie beim Workman-Reynolds-Effekt [14], nur sind dessen Umkehrkonzentrationen offenbar sehr viel kleiner als diejenigen des Faraday-Sohncke-Effekts. Während dort die Vorzeichenumkehr für eine NaCl-Lösung bereits mit der Konzentration von 10^{-4} normal eintritt, findet dieser Umschlag für dieselbe Lösung beim Tropfenzerreißeffekt erst zwischen $2 \cdot 10^{-3}$n und 10^{-1}n statt [23]. Die Umkehrkonzentration ist hier noch vom speziellen Mechanismus abhängig, der den Wasserstaub abreißt. Sie wächst mit der Heftigkeit des Prozesses [23]. Bei der großen Wucht, mit der in unserem Fall der Aufwind die Wolkentröpfchen gegen den Hagel schleudert, dürfte 10^{-2} normal ein vorsichtiger, sicher nicht zu hoch gegriffener Wert für die Konzentration sein, bei der der Faraday-Sohncke-Effekt durch Null geht. Er kann gleichzeitig auch als Grenze für andere Verunreinigungen dienen, da gerade NaCl unseren Effekt besonders stark beeinträchtigt.

Der Reinheitsgrad von Niederschlägen aus Gewittern ist von Workman und Reynolds [14] untersucht worden. Sie geben Verunreinigungen von etwa 10^{-4} normal, hauptsächlich aus NaCl und $CaCO_3$ an. Übernehmen wir dieses Ergebnis, so ist noch zu beachten, daß es sich hier um die Endkonzentration am Erdboden handelt, die sicher größer ist als der Verunreinigungsgrad hoch oben in der Wolke, wenn der Hagel unter Wirksamkeit des Faraday-Sohncke-Effekts erst im Wachstum begriffen ist. Denn weitere Schmutzaufnahme und schließlicher Wasserverlust durch Verdampfung auf dem unteren Teil des Fallwegs vergrößern die Konzentration der Beimengungen fortgesetzt bis zum Schluß. Eine Schmutzkonzentration von im Mittel $5 \cdot 10^{-5}$ normal beim Wachstum des Hagels scheint demnach angemessen. Mit ihr ist man dann aber noch so weit von der oben festgelegten Umkehrkonzentration von $10^{-2}n$ entfernt, daß man — aus nicht sehr vielen Meßwerten (vgl. [23]) graphisch ermittelt — wohl noch reichlich 50% der Ladung erhält, die der Faraday-Sohncke-Effekt mit reinem Wasser ergeben würde.

e) Neben den im Vorhergehenden diskutierten schädlichen Einflüssen gibt es nun aber auch Gesichtspunkte, die für eine Vergrößerung der wirklichen Gesamtladung eines Hagels sprechen. Der erste besteht darin, daß wir beim Wachstum des Hagels unter Vernachlässigung des wegspritzenden Wasserstaubs angenommen haben, jedes Wolkentröpfchen friere mit seinem vollen Volumen am Hagel fest. Da dies in Wirklichkeit nicht zutrifft, werden mehr Wolkentröpfchen gebraucht als in unserer Berechnung, um das Gesamtvolumen des Hagels aufzubauen, und entsprechend mehr Ladung wird dabei erzeugt. Der Effekt mag immerhin einige Prozente der Gesamtladung ausmachen.

f) Ferner muß daran erinnert werden, daß der in Gl (1) vorliegender Arbeit herangezogene lineare Zusammenhang zwischen Tröpfchenenergie und freiwerdender Ladung, die Endgleichung der Arbeit [27], nur ein Näherungsgesetz ist. Die Messungen von [27] deuten vielmehr darauf hin, daß gerade in dem meßtechnisch schwer zugänglichen Gebiet kleiner Tropfenenergien, wie sie auch bei den Wolkentröpfchen vorliegen, die erzeugte Ladung wahrscheinlich erheblich größer ist, als das lineare Gesetz sie berechnen läßt.

Man kommt also schließlich zu folgender *Bilanz*: Die Effekte c) und d) drücken die zu Anfang dieses Kapitels angegebenen Ladungswerte auf 85 bzw. 50% herunter. Falls man ihre Wirkungen einfach überlagern darf, bleiben also stark 40% der berechneten Ladung übrig. Auf der andern Seite bewirken die zuletzt behandelten Zusammenhänge e) und f) eine Ladungsvermehrung um einen zwar schwer genauer angebbaren, aber sicher nicht unerheblichen Faktor. Aus diesen Gründen scheint es uns richtig, die eingangs zusammengestellten Ladungswerte Q_{I}, Q_{II}, Q_{III} als einigermaßen wahrscheinliche Schätzungswerte unverändert für die folgenden Schlußüberlegungen beizubehalten.

Auf den Einfluß a) wird noch zurückzukommen sein.

VI. Weiteres Schicksal der Ladung, elektrische Gesamtleistung, Schlußbetrachtung

Wir haben bereits früher festgestellt, daß der Wachstumsprozeß des Ludlam-Hagels zum Stillstand kommt, wenn infolge zu rascher Anlagerung von Wolkentröpfchen — schon beim Herabfallen — zu viel Schmelzwärme auftritt, so daß die Oberfläche naß wird. Wenn Wasser anstatt Eis als Unterlage wirkt, geht auch der Faraday-Sohncke-Effekt zurück und wird über die bisher abgeschätzte Ladung hinaus nicht mehr viel zur Elektrizitätserzeugung beitragen. Seine Wirksamkeit läßt besonders dann nach, wenn auch der Hagel III, wie wir dies von den Hageln I und II voraussetzten und was auch für III wahrscheinlich ist, aus dem Aufwindschlot durch eine turbulente Randzone herausfällt und ohne Gegenwind in ruhigerem Gebiet unter weiterer Erwärmung weniger zahlreichen Wolkentröpfchen begegnet. Wenn erst im Hauptstadium des Gewitters der Fallwind einsetzt, werden die Begegnungen noch seltener.

Beim Naßwerden der Hageloberfläche muß man aber mit der Möglichkeit rechnen, daß der Workman-Reynolds-Effekt in Gang kommt, der

vorher beim Hagelwachstum ganz verhindert war, weil alles Wasser sofort festfror. Da der Vorgang während des Gefrierens dem entstehenden Eis positive Ladung entzieht, die danach vom abgestreiften Wasser in dem Raum fortgetragen wird, bedeutet er eine Entladung unseres positiven Hagels. Der Effekt wird aber wenig wirksam sein, da der Gefriervorgang mit dem weiteren Fallen des Hagels rasch ganz aufhört. Annähernd dürften der abklingende Faraday-Sohncke-Effekt und der abnehmende Workman-Reynolds-Effekt sich gerade gegenseitig kompensieren, so daß auf diesem Stück des Fallwegs überhaupt kein Ladungsüberschuß eines Vorzeichens im Raum zurückgelassen wird.

Erst tiefer unten, wo der Hagel kräftig zu schmelzen beginnt und sowohl eingefangene Tröpfchen als auch eigene Bestandteile in größerer Zahl verliert, wird seine positive Ladung wirksam auseinandergetragen und weithin in die Umgebung zerstreut. So bildet sich durch zahlreiche Wiederholung desselben Vorgangs an vielen schmelzenden Hagelkörnern im Gebiet des ausfallenden Starkniederschlags die positive Raumladungswolke, nach deren Entstehungsursache wir suchten. Der Niederschlag selbst behält schließlich einen Rest positiver Ladung und fällt mit dieser zur Erde aus, durchaus im Einklang mit dem experimentellen Befund (etwa Simpson und Scrase, vgl. auch unsere Abb. 1a). Die von der positiven Hagelladung oben in der Wolke durch den Faraday-Sohncke-Effekt mit feinem Wasserstaub getrennte negative Gegenladung wird inzwischen vom Aufwind weitergetragen und nach oben und zur Seite auseinandergestreut. Sie sinkt im weiten Raum der Gewitterwolke langsam herab und stellt einen Teil des großen negativen Raumladungsgebiets dar, aus dem dann auch — abseits vom Aktivitätszentrum — negativer schwacher Niederschlag ausfällt. So entwickelt sich alles in schöner Übereinstimmung mit dem Bild, das wir uns auf Grund der Erfahrung von der Ladungsverteilung machen.

Wie sehen die Dinge aber quantitativ aus? Es ist zur Beantwortung zweckmäßig abzuschätzen, welche Elektrizitätsmengen laufend durch den Faraday-Sohncke-Effekt in einem Aktivitätszentrum des Gewitters erzeugt werden können. Wir beziehen die Überlegung auf die Zeiteinheit, fragen also zunächst nach der Zahl der pro Sekunde produzierten Hagelkörner, d. h. nach dem Hagelstrom $\frac{dH}{dt}$, und gehen von ihm dann durch Multiplikation mit der Einzelladung Q eines Hagels zur elektrischen Stromstärke $I = Q \frac{dH}{dt}$ über, die der Gewittergenerator liefert. Den Hagelstrom des Aufwindschlots kann man annähernd aus dem Niederschlagsstrom am Erdboden erschließen. Wir nehmen an, daß der ganze aus dem Aufwindschlot stammende Starkniederschlag sich bei seiner Ankunft auf der Erde auf eine Fläche von 1 km² ausgebreitet hat. Setzen wir die Regenstromdichte von 10 Tropfen/dm² sec ein, so erhält 1 km² den Gesamtregenstrom 10 Tr/dm² sec · 10^8 dm². Ihn identifizieren wir mit dem gesamten Hagelstrom einer Gewitterzelle, setzen also

$$\frac{dH}{dt} = 10^9 \text{ Hagel/sec.}$$

Wenn wir jetzt zum elektrischen Strom übergehen, so lassen sich die früher für Hagel I bzw. II angegebenen Ladungen Q_{I} bzw. Q_{II} ohne weiteres als Multiplikatoren einsetzen. Der Wert Q_{III} für den Ludlam-Hagel bedarf aber noch einer Korrektur in zweifacher Hinsicht. Einmal stellten wir unter V. a) fest, daß die Aufladung des Hagels schätzungsweise bei $1/4$ des berechneten Wertes stehen bleibt, weil das wachsende elektrische Feld den negativen Wasserstaub schließlich zurückhält. Ferner sahen wir in Kap. III, daß Tropfen von einer dem Ludlam-Hagel entsprechenden Größe im Niederschlag überhaupt nicht beobachtet werden. Wir müssen annehmen, daß sie längst, ehe sie die Erde erreichen, in eine Anzahl kleinerer Tropfen zerfallen sind. Legen wir für diese ein Volumen (oben in der Wolke) von $1{,}12 \cdot 10^{-1}$ cm³ zu Grunde, bei dem sie eben im Wind nicht weiter zerreißen [*15*], so bedeutet dies eine Aufteilung des Ludlam-Hagels in 5 Regentropfen. In diesem Fall darf der am Boden beobachtete Regenstrom nicht mit dem Hagelstrom in der Aktivitätszelle identifiziert werden, sondern es kommt hier ein weiterer Faktor $1/5$ herein. Das frühere Q_{III} ist also insgesamt nur mit $1/4 \cdot 1/5 = 1/20$ seines Wertes einsetzbar. So entsteht unter Annahme der drei verschiedenen Hagelsorten

$$\begin{aligned} I_{\mathrm{I}} &= 1{,}13 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{Amp} \\ I_{\mathrm{II}} &= 3{,}56 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{Amp} \\ I_{\mathrm{III}} &= 7{,}66 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{Amp}. \end{aligned}$$

Weiter interessiert die Frage, mit welcher Elektrizitätsmenge unser geladener Hagelstrom den Bereich des unteren positiven Raumladungsgebiets zu erfüllen vermag, wenn er durch die untere Wolke hindurchfällt. Als konstante Fallgeschwindigkeit seien für Tropfen 3 m/sec angenommen, und das positive Gebiet reiche von der Wolkenuntergrenze 1,5 km hoch bis nahe an die 0°-Isotherme heran. Ohne seinen horizontalen Querschnitt kennen zu müssen, schließt man auf die in ihm enthaltene Raumladung vom Erdboden aus. Wenn dort im gesamten Starkniederschlag zwischen Beginn und Ende einer Sekunde 10^9 Tropfen eintreffen, so müssen diese bei vorgegebener Fallgeschwindigkeit zu Beginn dieser Zeit in einem Raumgebiet von 3 m Höhe unmittelbar über der Erde enthalten gewesen sein. Wenn aber 3 m Höhe 10^9 Tropfen enthalten, so entfallen auf die Höhe von 1,5 km der unteren positiven Raumladung insgesamt $5 \cdot 10^{11}$ Tropfen bzw. im Schmelzen begriffene Hagel. Mit den drei verschiedenen Ladungswerten eines einzelnen Hagels, im Fall III unter der oben angegebenen Reduktion, erhält man also für die gesamte Raumladung R des unteren positiven Gebiets einer Aktivitätszelle

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{I}} &= 0{,}567\ \mathrm{Coulb} \\ R_{\mathrm{II}} &= 1{,}78\ \mathrm{Coulb} \\ R_{\mathrm{III}} &= 3{,}83\ \mathrm{Coulb}. \end{aligned}$$

Dies sind übrigens Anfangswerte, die dann erreicht werden, wenn der im Fallen begriffene Niederschlag das Raumgebiet eben ganz erfüllt. Läßt er den größeren Teil der Ladung auf kleinen Tröpfchen zurück und fällt weiterer Hagel nach, so wird die Gesamtladung des Gebiets fortgesetzt

vergrößert. Es ist durchaus denkbar, daß ein schmelzender Hagel gegen Ende mehr Tröpfchen verliert, als er Wolkenelemente aufnimmt, so daß auch im Fall II und III schließlich Tropfen von zulässigem, nicht zu großem Volumen an der Erde eintreffen.

Wie lange Zeit t braucht der Mechanismus zur Nachlieferung von 1 Coulomb? Die Antwort erhält man mittels der Gleichung $Q = It$ aus den Stromstärken. Es wird

$$t_{\mathrm{I}} = 8{,}83 \cdot 10^2 \text{ sec} = 14{,}7 \text{ Min}$$
$$t_{\mathrm{II}} = 2{,}81 \cdot 10^2 \text{ sec} = 4{,}7 \text{ Min}$$
$$t_{\mathrm{III}} = 1{,}30 \cdot 10^2 \text{ sec} = 2{,}2 \text{ Min}.$$

Unter Voraussetzung der großen Hagel III kommt man also in der durchaus möglichen Zeit von einer knappen halben Stunde auf die Gesamtraumladung von 10 Coulomb, die — sehr groß — von Malan [*20*] als Inhalt des unteren positiven Gebiets geschätzt wurde. Anschließend könnten mittlere Blitze, die jeweils 1 Coulomb benötigen, in Abständen von jeweils zwei Minuten einander folgen.

Man sieht aus allen diesen Zahlenangaben, daß unsere Gewittermaschine tatsächlich funktionieren kann. Sie ist gerade imstande, die Elektrizitätsmengen für den Blitzmechanismus eines bescheidenen Gewitters zu liefern. Freilich dürfen ihr keine Ladungen für andere Zwecke entzogen werden. — Für die Wirklichkeit ist ihre Leistungsfähigkeit deshalb noch zu gering. Zwar arbeiten meist mehrere derartige Zellen gleichzeitig nebeneinander. Aber dies bedeutet noch immer wenig neben der empirischen Schätzung [*5*], daß im Gesamtgewitter für Blitze, Ionenabwanderung und Ladungsverluste durch Niederschlag ständig etwa 4 Ampere aufgebracht werden. Wenn hiervon auch der größere Teil von dem oberen Dipol geliefert werden mag, so sollte doch wohl auch die Leistung des unteren, den wir mittels des Faraday-Sohncke-Effekts zu betreiben suchen, mindestens um 1 bis 2 Zehnerpotenzen größer sein. — Andererseits darf man das erreichte Ergebnis auch nicht unterschätzen. Der Faraday-Sohncke-Effekt beim Hagelwachstum erweist sich immerhin als der erste Vorgang, dem es gelingt, wenigstens den Blitzmechanismus selbst im unteren Dipol einigermaßen quantitativ zu bestreiten. Man muß sich zudem erinnern, daß die vorgenommene Abschätzung vieler im Gewitter maßgebender Einflüsse zwar nach bestem Wissen durchgeführt wurde, aber mangels genauerer Kenntnis vielfach doch recht unsicher bleiben mußte. Es ist durchaus denkbar, daß kleine Verschiebungen einzelner Einflüsse in der Wirklichkeit den behandelten Effekt ganz wesentlich heraufsetzen. Weitere Laboratoriumsmessungen sollen hierzu Aufschlüsse bringen.

Wir wollen auch noch einmal darauf hinweisen, daß Niederschlag in den Tropen vielfach überhaupt ohne Durchlaufen der Eisphase zustande kommt und daß man auch bei unseren Gewittern heute diese Möglichkeit in Betracht zieht [*15*]. Die Ladungen im unteren Dipol müssen also mindestens unter gegebenen Bedingungen auch noch auf anderem Weg zustandekommen können als durch das Hagelwachstum,

häufig entstehen sie wahrscheinlich durch Zusammenwirken beider Vorgänge. Unseres Erachtens sollte es sich beim zweiten um einen Effekt von dem unsrigen sehr ähnlichen Eigenschaften handeln. Hier liegt der Lenard-Simpsonsche Tropfenzerreißeffekt nahe, für den die Voraussetzungen im Raum der Aktivitätszelle durchaus günstig sind. Hinweise darauf hat E. Wichmann [*4*, S. 211] gefunden. Wir beabsichtigen, auch diesen Fall genauer zu prüfen.

Herrn Kollegen M. Diem, der mich mit meteorologischen Auskünften und Zahlenangaben freundlichst unterstützt hat, möchte ich auch hier meinen besten Dank aussprechen. Herr cand. phys. W. Mehlhorn hat mir bei den numerischen Rechnungen geholfen.

Literatur

2. Wolf, F.: Naturwiss. **31,** 73 (1943).
1. Wichmann, H.: Grundprobleme der Physik des Gewitters. Wolfenbüttel 1948.
3. Israel, H.: Das Gewitter. Leipzig 1950.
4. Wichmann, H.: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A. **5,** 187 (1952).
5. Schonland, B. F. J.: Atmospheric Electricity. Secd. Edit. London 1953.
6. Chalmers. J. A.: Reports on Progr. in Physics. **17,** 101 (1954).
7. Toepler, M.: Physik. Z. **20,** 299 (1919).
8. Simpson, G. C. and F. J. Scrase: Proc. Roy. Soc. A. **161,** 309 (1937).
9. Elster, J. und H. Geitel: Wied. Ann. **25,** 116 (1885). Physik. Z. **14,** 1287 (1913) und **17,** 455 (1916).
10. Wilson, C. T. R.: Proc. Roy. Soc. A **92,** 555 (1916). Phil. Trans. A. **221,** 73 (1920). J. Franklin Inst. **208,** 1 (1929).
11. Whipple, F. J. W. and J. A. Chalmers: Quart. J. Roy. Met. Soc. **70,** 103 (1944).
12. Chalmers, J. A.: Quart. J. Roy. Met. Soc. **73,** 324 (1947).
13. Wormell, T. W.: Quart. J. Roy. Met. Soc. **79,** 3 (1953).
14. Workmann, E. J. and S. E. Reynolds: Phys. Rev. **78,** 254 (1950).
15. Ludlam, F. H.: Nature **167,** 254 (1951).
16. Findeisen, W.: Meteorol. Z. **57,** 201 (1940).
17. Findeisen, W. und E.: Meteorol. Z. **60,** 145 (1943).
18. Krumm, A.: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A. **3,** 382 (1951).
19. Malan, D. J. and B. F. J. Schonland: Proc. Roy. Soc. A. **209,** 158 (1951).
20. Malan, D. J.: Ann. Geophys. Paris. **8,** 385 (1952).
21. Wall, E.: Wetter und Klima. **1,** 7, 65, 193 (1948).
22. Dinger J. E. and Ross Gunn: Terr. Magn. Atmosph. Electr. **51,** 477 (1946).
23. Lenard, P.: Sitzber. d. Heidelb. Ak. d. W. Abt. A. 1914. 28. u. 29. Abhdlg.
23. Simpson, G. C.: Phil. Trans. **209,** 397 (1909).
24. Kramer, C.: Kongl. Nederl. Met. Inst. Med. en. Verh. A. 54. No. 102 s'Gravenhage 1948.
26. Sohncke, L.: Wied. Ann. **28,** 550 (1886).
27. Gnam, G. und F. Wolf: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A. **9.**
28. Gnam, G. und F. Wolf: Optik **10,** 405 (1953).
29. Lueder, H.: Z. angew. Physik. **3,** 247, 288 (1951).
30. Albrecht, F.: Physik. Z. **32,** 48 (1931).

551.509.33

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Praktische Erfahrungen mit einer neuen Methode zur Ausarbeitung mittelfristiger Wetterprognosen

Von

L. Kletter

Mit 13 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird über praktische Erfahrungen mit einer bisher nur in Amerika angewendeten Methode für mittelfristige Wetterprognosen berichtet. Aus verschiedenen Gründen wurde bei den Wiener Versuchen ausschließlich mit der 850 mb-Fläche gearbeitet. Von diesem Niveau wurden zweimal wöchentlich Kinematik-, Trend- und Trendtendenzkarten hergestellt, mit deren Hilfe die Entwicklung der Großwetterlage vorherbestimmt werden konnte. Gleichzeitig wurden täglich zonale Windprofile von der nördlichen Hemisphäre gezeichnet und schließlich die Werte der zonalen Windkomponente als Isoplethen fortlaufend dargestellt.

Im Sommer 1955 wurden insgesamt 25 der genannten Kartenserien hergestellt und praktisch erprobt. Es zeigte sich, daß die voraussichtliche Entwicklung der Wetterlage durch die Kartenreihe Kinematik-Trend-Trendtendenz meist gut zu erkennen war. Es muß hervorgehoben werden, daß sich die Untersuchung nicht etwa über ausgesuchte Musterfälle mit vorgegebenem guten Resultat erstreckte, sondern es wurden vorwiegend Fälle behandelt, die Wendepunkte in der Wetterentwicklung gewesen sind.

Aus der Untersuchung ergibt sich, daß ein wesentlicher Vorteil der beschriebenen Methode in der weitgehenden Objektivierung des Arbeitsvorganges liegt. Kinematik-, Trend- und Trendtendenzkarte sind nicht ein Ergebnis subjektiv spekulativer Überlegungen, sondern ein objektives Rechenergebnis. Mit der beschriebenen und erstmalig in Europa auch praktisch angewendeten Methode wurden so befriedigende Ergebnisse erzielt, daß sie inzwischen noch weiter entwickelt und erweitert wurde.

Summary. A report is given on the practical experiences made with a method for medium-term forecasts hitherto applied in America. For various reasons the 850 mb-surface only was used in the Viennese experiments. Of this level maps of kinematics, trend, and trendtendency were designed twice a week by the aid of which the development of large-scale weather conditions could be determined in advance. At the same time, zonal wind profiles of the northern hemisphere were designed daily and, finally, continual values of the zonal wind components were represented in the form of isopleths.

In summer 1955, all together 25 of the above mentioned maps were produced and practically tested. The presumable development of weather conditions mostly turned out to be well recognizeable by the series of kinematics-trend-trendtendency maps. Emphasis must be placed on the fact that, by no means, selected typical cases with a predetermined good result were included in the investigation, but mostly cases which had been turning- points in the development of weather.

From the investigation follows that an essential advantage of the method is the objectivization of the procedure. Kinematics, trend, and trendtendency maps are not the result of subjective speculations but the product of calculation. The results of the described method applied for the first time in Europe also practically were so satisfying that, in the mean time, it has been further developed and extended.

Résumé. Exposé des expériences pratiques faites avec une méthode de prévision à moyenne échéance utilisée jusqu'ici en Amérique seulement. Pous différentes raisons, les essais faits à Vienne n'ont porté que sur la surface isobarique de 850 mb, niveau pour lequel furent dressées deux fois par semaine des cartes de cinématique, de trend et de tendance de trend grâce auxquelles on put prévoir l'évolution du temps à grande échelle. On dessina en outre quotidiennement des profils zonaux de vent de l'hémisphère Nord et on représenta enfin par isoplèthes la valeur des composantes zonales du vent.

En été 1955 on a dressé 25 séries de ces trois types de cartes et éprouvé leur valeur pratique; on constata que ce matériel permet en général une bonne appréciation de l'évolution du temps. Il convient de souligner que ces recherches n'ont pas porté sur des cas types, sélectionnés, à résultat favorable, mais concernèrent surtout des cas de changement profond du temps.

Il résulte de cet examen que la méthode a le grand avantage de rendre la prévision objective, car les cartes utilisées de cinématique, de trend et de tendance de trend sont le résultat d'un calcul soustrait au subjectivisme du prévisionniste. Les résultats obtenus de la sorte pour la première fois en Europe furent si satisfaisants que la méthode a été entre-temps encore développée et améliorée.

Seit Frühjahr 1955 wird die von der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik jeweils Montag und Donnerstag herausgegebene Mittelfristprognose mittels einer neuen Methode erarbeitet. Bis zu diesem Zeitpunkt wurde die „Wettervorschau", die einen Vorhersagezeitraum von drei bis fünf Tagen umspannt, praktisch mit demselben synoptischen Verfahren abgeleitet, das zur Aufstellung der kurzfristigen täglichen Wettervorhersage angewendet wird. Jedem Meteorologen, der einige Erfahrungen mit der synoptischen Meteorologie gemacht hat, ist bekannt, daß es nicht einfach ist, Orts- und Intensitätsänderungen der barometrischen Druckwellen auch nur für die nächsten 24 Stunden mit Sicherheit anzugeben. Schon M. Millot [*1*], Professor an der Universität in Nancy, sagte 1884 über barometrische Depressionen: «Leur vitesse comme leur trajectoire semblent donc des plus capricieuses.» Auch die moderne Meteorologie hat keineswegs das „kapriziöse" Verhalten der Tiefdruckgebiete ganz zu durchschauen vermocht. Die Aussagen der Mittelfristprognose waren daher bereits für den zweiten und dritten Tag recht

problematisch, für den vierten oder gar fünften Tag aber praktisch wertlos, wenn nicht sogar irreführend. Es war daher dringend notwendig, die mittelfristige Wettervorhersage auf eine verläßlichere Grundlage, als es die täglichen synoptischen Karten für diesen Zweck sein können, zu stellen.

Um sich solche, für mittelfristige Wettervorhersagen geeignete Grundlagen zu beschaffen, ging man von der Erfahrung aus, daß auf den synoptischen Wetterkarten sowohl bewegliche als auch quasistationäre Zyklonen und Antizyklonen in Erscheinung treten. Die beweglichen Zyklonen, wie es z. B. solche im Jugendstadium sind, bestimmen den Wetterablauf des Tages, sind also sozusagen für den meteorologischen Alltag verantwortlich. Die quasistationären Druckgebiete geben dagegen das allgemeine Wetterregime während mehrerer Tage, also den Großwetterzustand an.

Bei der Mittelfristprognose kommt es in erster Linie auf langfristige Druckänderungen (Trende) und auf Extrapolation dieser Trende in die Zukunft an. Das Prinzip dieser Methode ist jedem Prognostiker bekannt und sicherlich auch schon verschiedentlich angewendet worden. In den letzten Jahren wurden aber beträchtliche Fortschritte auf dem Gebiet der Mittelfristvorhersage dadurch erreicht, daß man versucht hat, *quantitative Methoden* zu entwickeln, mit deren Hilfe man besseren Einblick in die Gesetzmäßigkeiten langfristiger Trende erhält.

I. Kinematische Karten im 850 mb-Niveau

Zur Bewältigung der gestellten Aufgabe werden von 150 Punkten der Nordhemisphäre täglich zum 03 Uhr-Termin die Werte der absoluten Topographie der 850 mb-Fläche bestimmt. Diese Fläche, die eine Höhenlage von durchschnittlich 1500 m einnimmt, wurde ausgewählt, um unmittelbare Einflüsse und Störungen der Erdoberfläche möglichst zu eliminieren. Sie liegt aber immerhin genügend tief, um die synoptische Druck- und Strömungslage der unteren Schichten des Luftmeeres naturgetreu wiederzugeben[1]. Nach fünf Tagen werden die Werte für jeden der 150 Meßpunkte gemittelt. Man erhält dadurch für einen großen Teil der nördlichen Hemisphäre Mittelkarten, die täglich ineinander übergreifend hergestellt werden. Was die synoptische Natur dieser Mittelkarten, die nach J. NAMIAS [2] als „*Kinematik-Karten*" bezeichnet

[1] Die 850 mb-Karte bietet dem Prognostiker noch weitere Vorteile; in dieser Höhenkarte sind z. B. Tiefdrucktröge wirklich Schlechtwetterzonen, Höhenrücken dagegen Schönwettergebiete. Unter dem 700 mb- bzw. 500 mb-Trog kann z. B. ein niedriges Hochdruckgebiet liegen. Das Wetter im Bereich des Troges braucht also durchaus nicht schlecht zu sein. Ebenso wird unter einem 700 mb- bzw. 500 mb-Hochrücken durchaus nicht immer schönes Wetter vorhanden sein. Die Vorhersage der 700 mb- bzw. 500 mb-Fläche kann also recht gut getroffen worden sein, die Vorhersage des Wetters in diesem Gebiet, die sich auf die vorhergesagte Konfiguration der Topographie der genannten Flächen verläßt, wird jedoch nicht immer richtig sein.

werden, anbetrifft, so ist dabei der folgende Umstand zu beachten, der an einem praktischen Beispiel erläutert werden soll. In Abb. 1 sind die Schwankungen der 850 mb-Fläche über sechs Punkten der Nordhemisphäre vom 10. bis 14. März 1955 dargestellt. Dabei wurden für jeden Tag die 03 Uhr-Radiosondenaufstiege verwendet. Es zeigt sich, daß der Mittelwert, der in Abb. 1 durch die strichpunktierte Linie dargestellt ist, über allen sechs Punkten *zu verschiedenen Zeiten* erreicht wird. Die Mittelkarte ist also streng genommen *keine* synoptische Wetterkarte. Namias [2] stellte empirisch fest, daß die synoptischen Karten in der Mitte der fünftägigen Periode die größte Ähnlichkeit mit der Mittelkarte besitzen. Sein Test ergab für die 700 mb-Karten in der Mitte der Periode einen Korrelationskoeffizienten von 0,92, für die Karten am Rande 0,81. Einen ähnlichen Befund liefert auch unser Beispiel in Abb. 1.

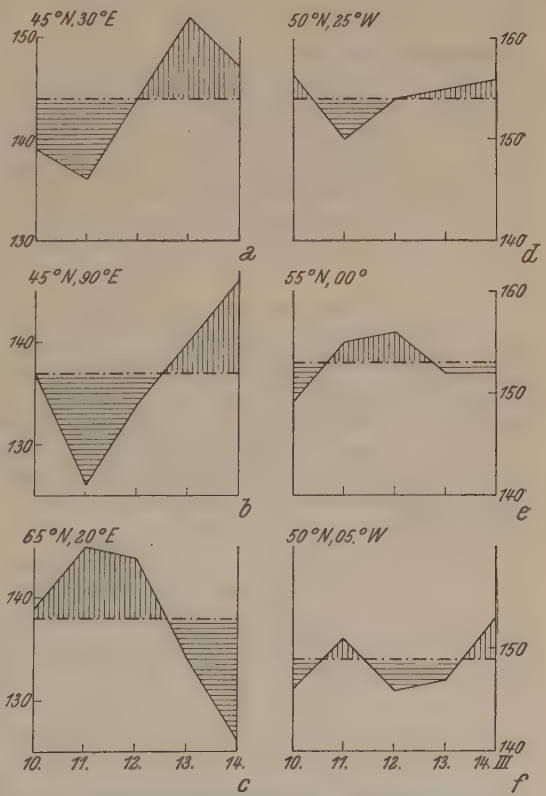

Abb. 1. Schwankungen der 850 mb-Fläche vom 10. bis 14. März 1955 über sechs Punkten der Nordhalbkugel

Groß sind die Schwankungen der 850 mb-Fläche über den ersten drei Punkten (Abb. 1a, b, c), relativ klein dagegen über den anderen drei Punkten (Abb. 1d, e, f). Letztere liegen im Bereich des stationären Hochdruckgebietes, das sich über den Britischen Inseln und dem westlich davon gelegenen Meeresgebiet erstreckt. Die Abweichungen vom fünftägigen Mittelwert sind so klein, daß sie praktisch vernachlässigt werden können. Wir kommen auf Grund dieser Überlegungen zu dem Resultat, *daß die Mittelkarte nur im Bereich stationärer Druckgebiete die Eigenschaften einer synoptischen Karte besitzt.* Da aber für Zwecke der Mittelfristprognose besonders die Veränderungen der stationären Druckgebiete von Bedeutung sind, ist die nur gebietsweise und gerade in den stationären Teilen der Mittelkarte vorhandene Synoptizität völlig ausreichend.

II. Trendkarten

Die bisher beschriebenen Maßnahmen haben sich damit begnügt, den mittleren Druckzustand in der 850 mb-Fläche bis zur unmittelbaren Gegenwart (bis zum Tage Null) möglichst genau zu bestimmen. Als nächster Schritt muß nun die *Vorausbestimmung* der mittleren Lage der 850 mb-Fläche für die folgenden Tage getan werden. Dabei bedienen wir uns der vor allem von J. NAMIAS [2] verwendeten *Trendmethode*. Es soll zunächst die mittlere Topographie der 850 mb-Fläche für die nächsten drei Tage in die Zukunft bestimmt werden. Sie ist durch die folgende Gleichung gegeben:

$$H = \frac{1}{10}(h_{-2p} + h_{-1a} + h_{-1p} + h_{0a} + h_{0p} + h_{1a} + h_{1p} + h_{2a} + h_{2p} + h_{3a}) \quad (1)$$

Es bedeuten:

H ..... Fünftagemittel der Höhe der absoluten Topographie der 850 mb-Fläche über einem Punkt des Prognosengebietes,

h_{na}, h_{np} ..... Höhe der 850 mb-Fläche am n-ten Tag ante oder post meridiem, bezogen auf einen Punkt des Prognosengebietes.

Die letzten fünf Werte sind unbekannt. Die Summe dieser Werte sei S:

$$S = h_{1a} + h_{1p} + h_{2a} + h_{2p} + h_{3a}. \quad (2)$$

Die einfachste Substitution für S ergäbe sich durch Einsetzen der Normalwerte für h_i. Man kommt jedoch zu einer viel besseren Substitution, wenn man die Abweichung des zuletzt beobachteten Wertes h_{0p} vom Normalwert, also die Größe $(h_{0p} - N)$, mit der Abweichung der Summe der fünf folgenden Werte vom Normalwert, also mit der Größe $(S - 5N)$ korreliert. NAMIAS berechnete für die 700 mb-Fläche über drei Orten während aller vier Jahreszeiten von 1941 bis 1944 folgende Korrelationskoeffizienten:

Tabelle 1

Ort	Frühling		Sommer		Herbst		Winter	
	r	Z	r	Z	r	Z	r	Z
60° N 150° W	0,76	79	0,64	79	0,49	78	0,76	77
65° N 20° W	0,67	53	0,69	54	0,69	52	0,75	26
40° N 90° W	0,62	79	0,68	79	0,68	78	0,54	77

r = Korrelationskoeffizient Z = Anzahl der berechneten Fälle

Die Korrelation zwischen beiden Größen ist also ausreichend stramm für den Ansatz folgender Regressionsgleichung, die es erlaubt, S näherungsweise zu berechnen:

$$S - 5N = k\,(h_{0p} - N), \quad (3)$$

wo N = normale Topographie der 850 mb-Fläche, $k = 3$ für alle Punkte und alle Jahreszeiten, wodurch

$$S = 3h_{0p} + 2N. \quad (4)$$

Setzt man diesen Wert für S in (1) ein, dann ergibt sich:

$$H = \frac{1}{10}(h_{-2p} + h_{-1a} + h_{-1p} + h_{oa} + 4h_{op} + 2N). \quad (5)$$

Da in Wien für die Versuchsreihe, über die hier berichtet wird, nur Werte für einen einzigen Termin (von 03 Uhr GMT) zur Verfügung standen (ab 23. September 1955 wird nun auch der Nachmittagstermin verwendet), mußte folgende Vereinfachung vorgenommen werden:

$$h_{na} = h_{np} = h_n . \quad (6)$$

Somit ergibt sich:

$$H = \frac{1}{10}(h_{-2} + 2h_{-1} + 5h_o + 2N). \quad (7)$$

Gleichung (7) liefert alle Werte, mit denen man die Mittelkarte für drei Tage in die Zukunft berechnen kann. Sie wird als „*Trendkarte*" bezeichnet.

Der Wert H ist nach dieser Formel das arithmetische Mittel aus zehn Summanden. Die Hälfte der Summanden ist im Wert h_o vereinigt, also im letzten verfügbaren Wert der abs. Top. der 850 mb-Fläche. Es spiegelt sich darin die Erhaltungstendenz des Wetters deutlich wider. Als Tag Null wurde der jeweilige Montag und Donnerstag (Termine für die Herausgabe der Wiener Mittelfristprognose) genommen. Die Trendkarte erstreckt sich über den Zeitraum (— 2) bis (+ 3).

III. Trendtendenzkarten

Die Trendkarte liefert die mittlere Höhenlage der 850 mb-Fläche für drei Tage in die Zukunft. Verwendet man Tendenzen, die sich über mittelfristige Zeiträume erstrecken, so kann man die Mittelfristprognose noch um weitere zwei Tage in die Zukunft erweitern.

Bei der 24stündigen Prognose werden bekanntlich dreistündige Tendenzen herangezogen, da sie den letzten reellen Entwicklungszustand der Atmosphäre darstellen. Analog sind auch für die Mittelfristprognose entsprechende Tendenzgebilde, welche die mittleren Verhältnisse der herrschenden Zirkulation und deren Änderung möglichst reell wiedergeben, erforderlich. Namias wählte zur Bestimmung solcher Tendenzen ein zweitägiges Zeitintervall in der Weise, daß die Tendenz die Differenz zwischen zwei fünftägigen Mittel, die zwei Tage auseinanderliegen, darstellt.

Das eine fünftägige Mittel soll sich z. B. von $(-3p)$ bis $(+2a)$, das andere von $(-1p)$ bis $(+4a)$ erstrecken. Zwischen diesen beiden Fünftage-Mitteln liegt der Zeitraum $(-2p)$ bis $(+3a)$, jener Zeitraum, über den sich die Trendkarte spannt. Die über die angegebenen Zeiträume gebildete Tendenz erstreckt sich demnach, bezogen auf die Trendkarte, zur einen Hälfte zurück in die Vergangenheit, zur anderen Hälfte vorwärts in die Zukunft. Für die Tendenz T ergibt sich dann:

$$T = \frac{1}{10}[(h_{-1p} + h_{oa} + h_{op} + h_{1a} + h_{1p} + h_{2a} + h_{2p} + h_{3a} + h_{3p} + h_{4a}) -$$
$$-(h_{-3p} + h_{-2a} + h_{-2p} + h_{-1a} + h_{-1p} + h_{oa} + h_{op} + h_{1a} + h_{1p} + h_{2a})] \quad (8)$$

Nach entsprechender Eliminierung ergibt sich:

$$T = \frac{1}{10}(h_{2p} + h_{3a} + h_{3p} + h_{4a} - h_{-1a} - h_{-2p} - h_{-2a} - h_{-3p}) \quad (9)$$

Die besondere Eigenschaft dieser Tendenz liegt darin, daß sie von der Vergangenheit über die Gegenwart hinweg in die Zukunft hineinreicht. In dieser Gleichung sind die Werte $h_{2p}, h_{3a}, h_{3p}, h_{4a}$ unbekannt. Setzt man für ihre Summe $\overline{S}$ und setzt man wie bei Gleichung (3) und (4) die Regression an, dann ergibt sich bei Berücksichtigung des Umstandes, daß wir hier nur vier unbekannte Glieder haben:

$$\overline{S} = 2h_{op} + 2N \quad (10)$$

und

$$T = \frac{1}{10} \cdot (2h_{op} + 2N - h_{-1a} - h_{-2p} - h_{-2a} - h_{-3p}). \quad (11)$$

Berücksichtigt man ferner Gleichung (6), so erhält man:

$$T = \frac{1}{10} \cdot (2h_{op} + 2N - h_{-1} - 2h_{-2} - h_{-3}). \quad (12)$$

Man berechnet nun die T-Werte für alle Punkte des Prognosengebietes und trägt die erhaltenen Tendenzen ebenfalls in die Trendkarte ein. Es ist nun möglich, kinematische Überlegungen in einer ähnlichen Art zu machen, wie man es mit den dreistündigen Tendenzen bei der synoptischen Wetterkarte macht.

Bei den Wiener Versuchen wurden überdies noch die T-Werte zu den H-Werten addiert bzw. subtrahiert. Man erhält dadurch eine Karte, die wir „*Trendtendenzkarte*" genannt haben. Diese ist natürlich viel weniger zuverlässig als die Trendkarte. Bei der Berechnung der Trendkarte treten fünf unbekannte Größen auf. Durch Anwendung der Tendenzformel kommen jedoch weitere Unbekannte hinzu. Diese Mängel treten deutlich bei Überprüfung der Trendtendenzkarte hervor. Unter den 25 berechneten Karten sind zwei mit den Korrelationskoeffizienten 0,02 bzw. 0,09 völlig unbrauchbar. Alle übrigen Korrelationskoeffizienten liegen zwischen 0,56 und 0,97, der Durchschnittswert beträgt 0,81.

IV. Zonale Windprofile

Zur Ergänzung der Methode von NAMIAS wird bei den Wiener Versuchen auch noch das Verfahren von RIEHL [3] angewendet. Zur Bestimmung der zonalen Windkomponenten auf der Nordhalbkugel werden die in Abb. 2 dargestellten Tabellen verwendet. In die leeren Felder der Tabelle, die Schnittpunkte der entsprechenden Längen- und Breitegrade sind, werden die aktuellen Höhen der 850 mb-Fläche des betreffenden Tages (03 Uhr-Termin) eingetragen. Aus der Summe aller Werte entlang eines Breitegrades und der Anzahl dieser Werte erhält man einen Mittelwert, der in das entsprechende Feld eingetragen wird. Von fünf zu fünf Breitegraden wird dann die mittlere Druckdifferenz, das heißt der *zonale Index*, bestimmt. Wird dieser Wert noch mit dem in der

letzten Spalte angegebenen Faktor multipliziert, so erhält man schließlich die zonale Windkomponente.

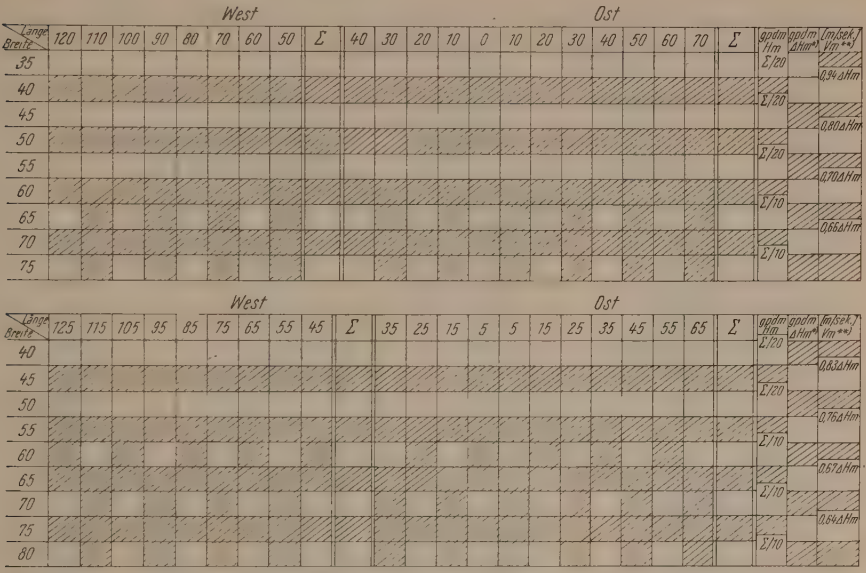

Abb. 2. Tabelle zur Konstruktion zonaler Windprofile I und Ia. Die H-Werte sind in geopotentiellen Dekametern (gpdm) einzutragen. *) Bei $\triangle Hm$ wird immer der Wert der höheren Breite von dem der niedrigeren abgezogen. **) $\triangle Hm > 0$ bedeutet Westwind, $\triangle Hm < 0$ bedeutet Ostwind. Vm ergibt sich in m/sec

Mit diesen Werten wird nunmehr täglich das zonale Windprofil gezeichnet, welches in der von RIEHL angegebenen Weise verwendet wird. Schließlich werden die zonalen Windkomponenten noch als Isoplethen dargestellt, wobei auf der Abszisse die Zeit, auf der Ordinate die geographische Breite aufgetragen wird.

V. Praktische Erfahrungen

In diesem Abschnitt wird über praktische Erfahrungen mit Trend- und Trendtendenzkarten berichtet, die vom 29. Juni bis 25. September 1955 zweimal wöchentlich berechnet und für die Wiener Mittelfristprognose als Grundlage verwendet wurden. Es handelt sich um 25 Trend- und um ebenso viele Trendtendenzkarten, die jeweils Montag und Donnerstag hergestellt wurden. In Tabelle 2 sind die Termine, für welche Trend- und Trendtendenzkarte berechnet sind und das Ergebnis der Korrelierung dieser Karten mit den zeitlich entsprechenden, durch Meßwerte belegten Mittelkarten angegeben.

Die Korrelationskoeffizienten für die Trendkarte liegen zwischen 0,84 und 0,99. Bildet man das arithmetische Mittel über alle 25 Werte, so erhält man als durchschnittlichen Wert 0,93. Ein ähnlich gutes Resultat zwischen berechneten und beobachteten Werten findet auch NAMIAS [2]

bei der Überprüfung seiner Vorhersagen im Zeitraum Juni bis Dezember 1943. Der von ihm gefundene Korrelationskoeffizient beträgt sogar 0,985. Wahrscheinlich wird sich bei Anwendung der von NAMIAS eingeführten zwei Termine pro Tag (03 Uhr und 15 Uhr GMT) auch in Wien die Güte der Trendkarte noch weiter steigern lassen.

Tabelle 2. *Korrelationskoeffizienten für die Genauigkeit der vorausberechneten Mittelkarten*

Trendkarte		Trendtendenzkarte	
Periode	r	Periode	r
29. 6.— 3. 7.	0,95	2. 7.— 6. 7.	0,91
3. 7.— 7. 7.	0,84	6. 7.—10. 7.	0,09
6. 7.—10. 7.	0,88	9. 7.—13. 7.	0,72
10. 7.—14. 7.	0,94	13. 7.—17. 7.	0,71
13. 7.—17. 7.	0,96	16. 7.—20. 7.	0,97
17. 7.—21. 7.	0,97	20. 7.—24. 7.	0,80
20. 7.—24. 7.	0,93	23. 7.—27. 7.	0,64
24. 7.—28. 7.	0,87	27. 7.—31. 7.	0,77
27. 7.—31. 7.	0,93	30. 8.— 3. 8.	0,88
31. 7.— 4. 8.	0,96	3. 8.— 7. 8.	0,82
3. 8.— 7. 8.	0,99	6. 8.—10. 8.	0,90
7. 8.—11. 8.	0,84	10. 8.—14. 8.	0,56
10. 8.—14. 8.	0,96	13. 8.—17. 8.	0,79
14. 8.—18. 8.	0,96	17. 8.—21. 8.	0,86
17. 8.—21. 8.	0,96	20. 8.—24. 8.	0,79
21. 8.—25. 8.	0,96	24. 8.—28. 8.	0,80
24. 8.—28. 8.	0,92	27. 8.—31. 8.	0,87
28. 8.— 1. 9.	0,95	31. 8.— 4. 9.	0,85
31. 8.— 4. 9.	0,96	3. 9.— 7. 9.	0,80
4. 9.— 8. 9.	0,97	7. 9.—11. 9.	0,97
7. 9.—11. 9.	0,96	10. 9.—14. 9.	0,94
11. 9.—15. 9.	0,88	14. 9.—18. 9.	0,60
14. 9.—18. 9.	0,90	17. 9.—21. 9.	0,02
18. 9.—22. 9.	0,84	21. 9.—25. 9.	0,74
21. 9.—25. 9.	0,94	24. 9.—28. 9.	0,73

Bei den Trendtendenzkarten beträgt der Korrelationskoeffizient in zwei Fällen nur 0,02 bzw. 0,09. Bei allen übrigen Fällen liegen die Werte des Korrelationskoeffizienten zwischen 0,56 und 0,97. Der durchschnittliche Wert beträgt 0,81. Die Trendtendenzkarte ist also viel weniger zuverlässig als die Trendkarte. Bei der vorliegenden Wiener Versuchsreihe wurde die Trendtendenzkarte mit der Mittelkarte über den Zeitraum (+ 2) bis (+ 6) korreliert. In der zweiten Versuchsreihe, die am 26. September 1955 begonnen hat, werden Korrelationen über kürzere Zeiträume durchgeführt. Vielleicht läßt sich durch Anwendung von 03 Uhr- und 15 Uhr-Termin, sowie durch Verkürzung des Gültigkeitszeitraumes der Trendtendenzkarte die Korrelation noch strammer machen.

Der Witterungsverlauf im Sommer 1955

Abb. 3 stellt den Verlauf der Abweichungen des Tagesmittels der Temperatur in Wien vom Normalwert im Sommer 1955 dar. Die Kurve

zeigt drei markante Kälterückfälle, die das Wetter im Sommer 1955 wesentlich mitbestimmt haben.

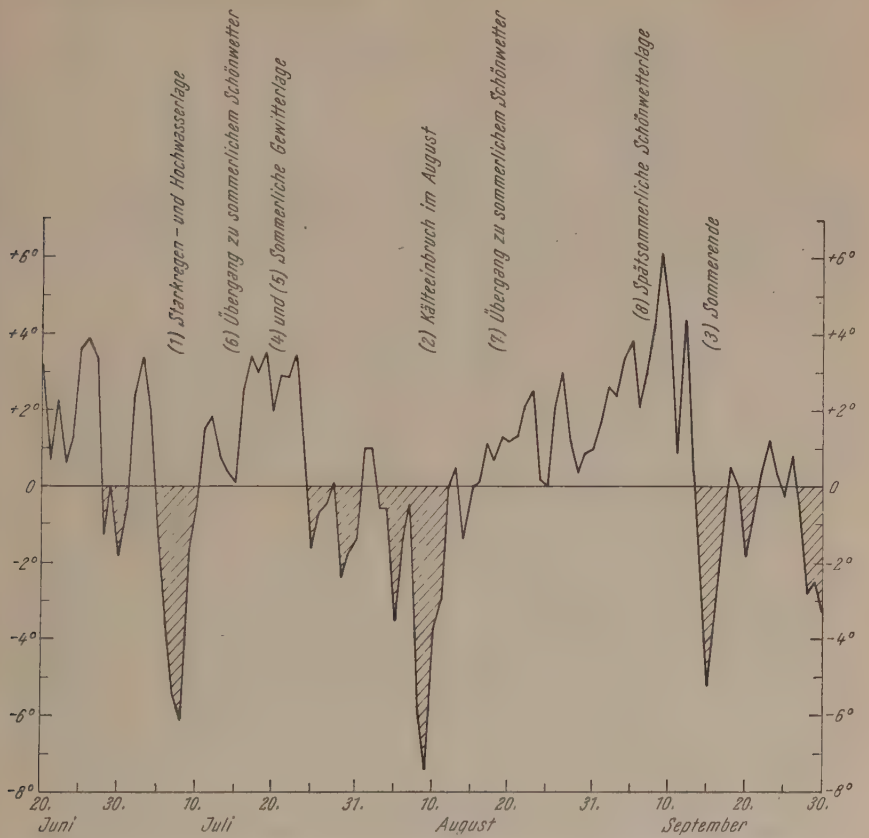

Abb. 3. Abweichungen des Tagesmittels der Temperatur in Wien vom Normalwert, Sommer 1955

1. Der erste Kälterückfall wurde durch Vorgänge in den höheren Schichten der Troposphäre ausgelöst. Ein Kaltlufttropfen über der Nordsee, der in den absoluten Topographien als Höhentief in Erscheinung trat, weitete sich vom 4. bis 7. Juli nach Süden aus. Vom 8. bis 11. Juli setzte er sich über dem böhmisch-mährischen Raum fest und verursachte durch sein langes Beharren über dem gleichen Ort anhaltende und ergiebige Regenfälle. Die Neben- und Zubringerflüsse der Donau führten Hochwasser.

2. Der zweite Kälterückfall erfolgte am 5. August mit verbreiteten Regenfällen und Schnee im Gebirge. Hoher Druck entlang der Westküste Europas hielt die Zufuhr kühler ozeanischer Luftmassen von Nordwesten her längere Zeit hindurch aufrecht. Mit 4° in Seefeld, 5° in Klagenfurt und Krimml, 7° auf dem Semmering und in Mönichkirchen war der 9. August in Österreich der kälteste Tag des Sommers.

3. Der dritte Kälterückfall, der am 13. September nach einer 18tägigen Warmwetterperiode einsetzte, beendete den Sommer und leitete zu herbstlichem Wetter über. Sehr ergiebige Niederschläge waren das charakteristische Merkmal dieser Kältewelle zwischen Sommer und Herbst. In Lienz fiel 61 mm Regen, in Bruck an der Mur 57 mm, in Lunz am See 52 mm, in Klagenfurt 50 mm, in Zell am See und auf dem Semmering 48 mm.

4. und 5. Zwischen diesen drei Kälterückfällen großräumiger Natur kam es durch eine über Mitteleuropa in den Sommermonaten fast ständig labile Atmosphäre zu zahlreichen Lokalkatastrophen, verursacht durch schwere Gewitter, wie sie gebietsweise seit Menschengedenken nicht beobachtet wurden. Zwischen 18. und 25. Juli wurde der Höhepunkt dieser Periode schwerster sommerlicher Unwetter erreicht.

6. Sommerliches Schönwetter war in diesem labilen Sommer selten. Der wärmste und einzige „Hundstag" des Sommers war der 18. Juli. Die Temperatur erreichte an diesem Tag Werte, die zwischen 31° und 33,5° lagen. Die Umstellung zu sommerlicher Wetterlage erfolgte am 15. Juli mit einem Vorstoß des Azorenhochs nach Mitteleuropa. Gleichzeitig mit dem Höhepunkt dieser sommerlichen Hochdrucklage am 18. Juli setzte auch schon wieder ihr Verfall ein.

7. Die zweite beständigere Schönwetterperiode des Sommers begann am 15. August mit einem Vorstoß des Azorenhochs gegen die Alpen. In der weiteren Entwicklung kam es dann zur Anlage einer ausgedehnten Hochdruckzone, die sich von den Azoren über Frankreich, Deutschland und die Alpen bis Rußland erstreckte. Das Wetter benötigte einige Tage, um sich der geänderten Drucklage anzupassen. Erst am 17. August setzte sich die Wetterbesserung in ganz Österreich durch. Die Temperatur stieg beträchtlich an und erreichte am 18. August Werte, die sich zwischen 25° und 28° bewegten. Das schöne Sommerwetter hielt mit kurzen Unterbrechungen bis Ende August an.

8. In der ersten Septemberhälfte stellten sich vorwiegend in Osteuropa Hochdruckwetterlagen ein, die zeitweise auch das Wetter in Mitteleuropa unter ihre Herrschaft brachten. An der Südwestflanke dieser Hochdruckgebiete traten kontinentale Warmluftströmungen in Erscheinung. Unter ihrem Einfluß stellte sich warmes Spätsommerwetter ein, das zu Tageshöchsttemperaturen bis nahe 30° führte. Typisch für eine solche während des ganzen Hochsommers nur selten beobachtete Druck- und Strömungslage war die Entwicklung vom 5. bis 8. September. Durch Zusammenwirken von Hochdruckeinfluß und Warmluftzufuhr kam bei Temperaturen bis 29° spätsommerliche Wärme zustande.

Aus dem Witterungsverlauf des Sommers 1955 heben sich diese acht Wetterlagen ganz besonders deutlich ab. Im folgenden wird untersucht, ob es mit Hilfe der geschilderten Mittelfrist-Methode möglich war, diese Entwicklungen zu erkennen. Bei den meisten Fällen ist *Umgestaltung der Großwetterlage* eingetreten. Es wurde vermieden, die Untersuchung über ausgesuchte Musterfälle mit garantiert gutem Resultat

zu erstrecken, sondern es wurden ausschließlich Fälle behandelt, die entweder *Wendepunkte in der Wetterentwicklung* oder aus anderen Gründen interessant sind.

1. Die Starkregen- und Hochwasserlage

Ausgangslage. Am Donnerstag, den 7. Juli 1955, zeigte die synoptische Karte von 06 Uhr GMT das Zentrum eines ausgedehnten Hochdruckgebietes über Irland. Mitteleuropa lag auf der östlichen Flanke dieses Hochs und dementsprechend im Bereich einer nördlichen Strömung, die maritime Kaltluft gegen die Alpen heranführte. Über der Bukowina lag der Kern eines Vb-artigen Tiefdruckgebietes, das mit der über dem europäischen Festland herrschenden Trogsteuerung nach Norden bewegt zu werden schien. Dieser Lage entsprechend lauteten die Wetteraussichten für 8. Juli [*4*]: „Nördlich der Alpen meist noch stark bewölkt, jedoch Aufhören der Niederschlagstätigkeit. Im Donauraum und am Alpenostrand im Laufe des Tages Bewölkungsauflockerung. In den Südalpen wechselnd bewölkt, zeitweise auch heiter."

Die 850 mb-Mittelkarte vom 3. bis 7. Juli 1955 (Kinematikkarte) ist in Abb. 4a wiedergegeben. Sie zeigt vom Azorenhoch her einen Keil bis Irland. Über Mitteleuropa verlaufen die mittleren Isolinien von Nordwesten nach Südosten. Das am 7. Juli über der Bukowina liegende Tief kommt in der Mittelkarte nicht zur Darstellung.

Prognose. Die Anwendung von Gleichung (7) liefert die Trendkarte vom 6. bis 10. Juli 1955 (Abb. 4b). Sie zeigt gegenüber der Kinematikkarte starken Druckanstieg im Raum Golf von Biskaya—Britische Inseln-Skandinavien und Druckfall über Südosteuropa. Diese Druckänderungen führten zu einer starken Steigerung der Druckunterschiede zwischen West- und Mitteleuropa, was in der Trendkarte auch sehr deutlich zum Ausdruck kommt. Die Isolinien stellen sich in der Trendkarte steil auf und der Abstand zwischen ihnen verringert sich beträchtlich.

Über Ungarn und Jugoslawien kündigt die Berechnung *zyklogenetische Entwicklungen* an. Deutlich tritt in der Trendkarte in diesem Raum das selbständige Zentrum eines Tiefdruckgebietes in Erscheinung. Beim Vergleich von Kinematikkarte mit Trendkarte kommt die voraussichtliche Entwicklung der Wetterlage unverkennbar zum Ausdruck. Im Gegensatz zur synoptischen Schlußfolgerung muß es nach der Trendkarte zu einer starken Verschlechterung der Wetterlage im Alpengebiet kommen. *Verschärfung der nördlichen Luftzufuhr und Zyklogenese im östlichen Donauraum ist für den Prognostiker in Österreich immer ein Alarmzeichen!* Eine solche Wetterlage führt nicht selten im Donauraum zu Niederschlagskatastrophen, vor allem dann, wenn das Tief im Bereich der Alpen stationär wird. Für einen ziemlich stationären Zustand des Balkantiefs und für weiteres Anhalten der nördlichen Strömung über dem Alpengebiet sprach auch die Trendtendenzkarte (Abb. 4c). Sie zeigt weitere stärkere Druckzunahme im Raum Britische Inseln—Nordsee—Skandinavien und fast gleichbleibende Druckverhältnisse über dem Balkan. In der Mittelfristprognose

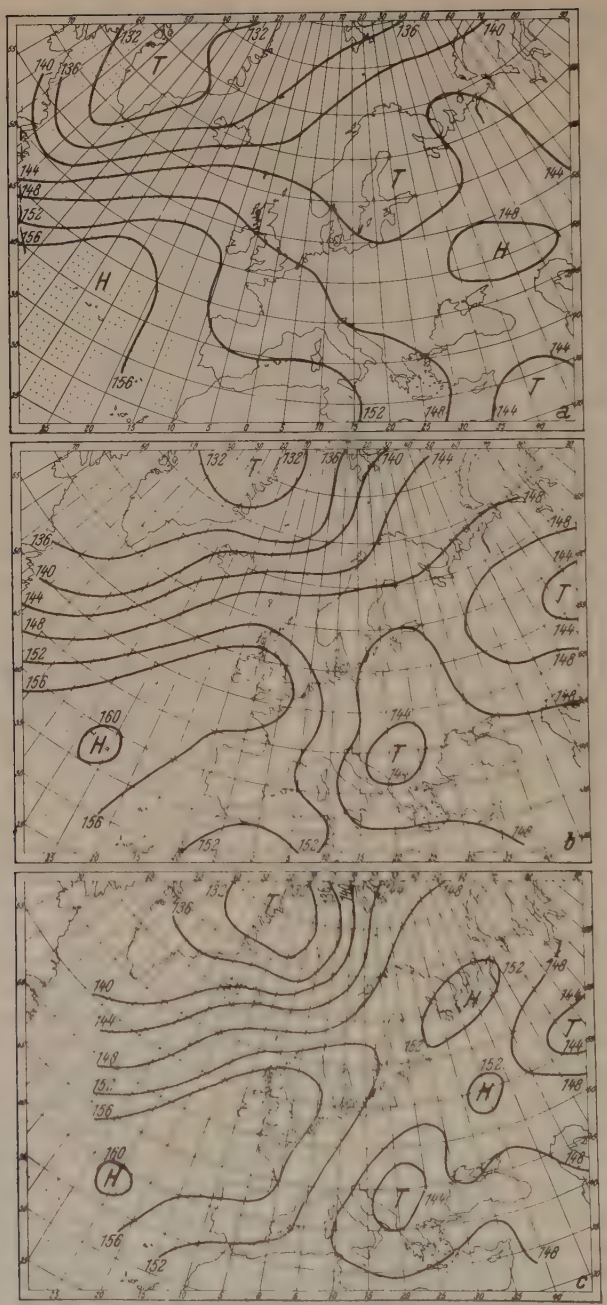

Abb. 4. Wetterlage vom 3. bis 7. Juli 1955 im 850 mb-Niveau. a) Kinematikkarte vom 3. bis 7. Juli b) Trendkarte für 6. bis 10. Juli, c) Trendtendenzkarte für 9. bis 13. Juli

wurde daher die Wahrscheinlichkeit stärkerer Niederschläge ganz besonders hervorgehoben. Für den Zeitraum 7. bis 11. Juli 1955 erhielt sie folgende Fassung: „Fortdauer des regnerischen und kühlen Wetters. Luftzufuhr anhaltend aus nördlicher Richtung. Vorwiegend trüb. Immer wieder Regenfälle von wechselnder Intensität. Gesamtmenge der Niederschläge bis Montag 10 bis 20 mm, örtlich auch noch höher. Tagesmittel der Temperatur 3 bis 5° unter dem Normalwert. Tageshöchsttemperaturen 16 bis 19°, Frühtemperaturen 12 bis 15°.

Kritik der Prognose. Der Korrelationskoeffizient zwischen den vorausberechneten Werten (Trendwerten) und den Beobachtungswerten ergab 0,88, zwischen Trendtendenz- und Meßwerten 0,72. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis war also ziemlich gut. Der große Erfolg der Berechnung liegt vor allem darin begründet, daß sowohl die Umstellung der Großwetterlage von zonaler auf meridionale Zirkulation als auch die über dem Balkan tatsächlich eingetretene Zyklogenese erfaßt wurde.

Werfen wir z. B. einen Blick auf die Darstellung der Isoplethen des zonalen Windes (Abb. 5). Das zonale Westwindmaximum lag vom 26. Juni bis 5. Juli 1955 bei 55° nördl. Breite, das Maximum der zonalen Ostströmung bei 70° nördl. Breite. Dieser Windverteilung entspricht im allgemeinen eine großräumigen Zonalzirkulation wie sie ja auch in den täglichen Wetterkarten dieses Zeitabschnittes zum Ausdruck kommt.

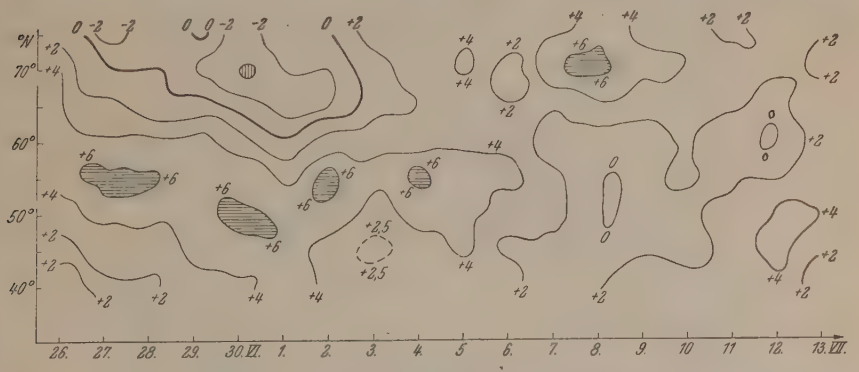

Abb. 5. Isoplethen des zonalen Windes der Nordhemisphäre im 850 mb-Niveau vom 26. Juni bis 13. Juli 1955. Positive Zahlen = Werte der zonalen Westwindkomponente in m/sec. Negative Zahlen = Werte der zonalen Ostwindkomponente in m/sec. Horizontale Schraffur = Maxima der zonalen Westwindkomponente. Vertikale Schraffur = Maxima der zonalen Ostwindkomponente

Vom 5. bis 8. Juli trat ein Verfall der Zonalströmung ein. Die Zone stärkster Westwinde lag vom 7. bis 10. Juli bei 70° nördl. Breite. Zwischen 40° und 65° nördl. Breite waren die Werte der zonalen Windkomponente sehr klein. Dieser von der Vorperiode so grundsätzlich verschiedenen Verteilung der zonalen Windkomponente auf der Nordhemisphäre entspricht eine Wetterlage des meridionalen Luftaustausches. Die Umstellung der Zirkulation von zonal auf meridional begann am 5. Juli mit

einem Vorstoß des Azorenhochs gegen das Meeresgebiet zwischen Island und Norwegen. Der hohe Druck weitete sich bis 8. Juli über Nordeuropa bis Nordrußland aus. Über West- und Mitteleuropa entstand dadurch ein von Trend- und Trendtendenzkarten sehr gut ausgeprägter Nord—Süd-Verlauf der Isolinien. Durch den raschen Vorstoß des Azorenhochs nach Nordosten entstand auf der Südflanke des Hochdruckgebietes starke Verwirbelung. Alle jene synoptischen Merkmale, die für den Witterungszustand der Folgetage charakteristisch waren, kamen in den berechneten Karten objektiv und klar zum Ausdruck.

Auch der Text der Prognose beschrieb sehr genau den kommenden Wetterzustand. Schon am 7. Juli setzten in Österreich anhaltende und ergiebige Regenfälle ein. Die angegebenen Niederschlagsmengen wurden bereits nach 48 Stunden fast überall erreicht und vielfach wesentlich überschritten. Die Nebenflüsse der Donau führten durchwegs Hochwasser. Erst in der Nacht vom 10. auf 11. Juli trat Wetterbesserung ein. Während der ganzen Schlechtwetterperiode herrschten NW-, N- oder NE-Winde. Das Tagesmittel der Temperatur sank am 9. bis 7,4° unter den langjährigen Durchschnitt.

2. Der Kälteeinbruch im August

Ausgangslage. Vom 27. Juli bis 2. August 1955 herrschte auf der nördlichen Hemisphäre eine „High-index-situation". Das zonale Westwindmaximum lag zwischen 60° und 70° nördl. Breite, weiter südlich waren die Werte der zonalen Windkomponente sehr gering (Abb. 6).

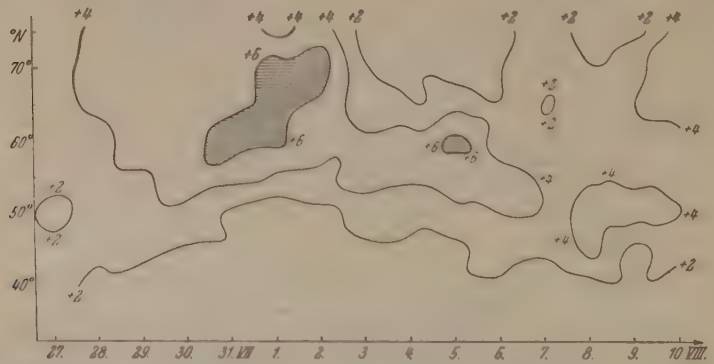

Abb. 6. Isoplethen des zonalen Windes der Nordhemisphäre im 850 mb-Niveau vom 27. Juli bis 10. August 1955. Positive Zahlen = Werte der zonalen Westwindkomponente in m/sec. Horizontale Schraffur = Maxima der zonalen Westwindkomponente

Am 3. August setzte der allmähliche Verfall der Zonalströmung und ihr gleichzeitiger Trend nach Süden ein. Diese Entwicklung wurde durch einen Vorstoß des Azorenhochs nach Norden gegen Island eingeleitet, der die Zonalströmung in eine Meridionalströmung umwandelte. Der vor allem vom 5. bis 7. August weit gegen den hohen Norden vorstoßende

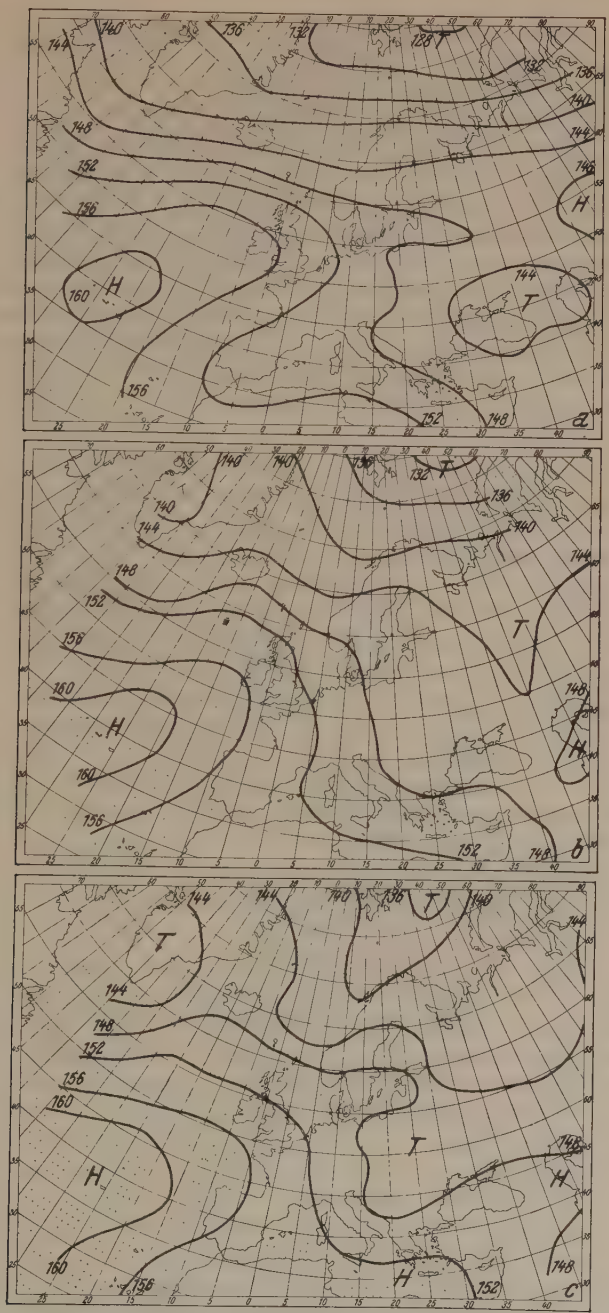

Abb. 7. Wetterlage vom 31. Juli bis 4. August 1955 im 850 mb-Niveau. a) Kinematikkarte für 31. Juli bis 4. August, b) Trendkarte für 3. bis 7. August, c) Trendtendenzkarte für 6. bis 10. August.

Hochkeil verursachte über Schweden Zyklogenese und dadurch eine scharfe zyklonale Strömung über Mitteleuropa, die zu erheblicher Verschlechterung der Wetterlage gerade zu einer Zeit führte, in der nach der Theorie der Singularitäten die „Hundstage" fällig sind [*5* und *6*]. In Österreich kam es zu Schneefällen bis 1800 m herunter.

Die Kinematikkarte vom 31. Juli bis 4. August 1955 zeigt ein gut entwickeltes Azorenhoch, das mit einem Keil über die Britischen Inseln und die Nordsee bis zum Baltikum vorgestoßen ist (Abb. 7a). Durch diesen Hochkeil ist zum russischen Hoch eine lose Verbindung hergestellt. Über Mitteleuropa herrschen geringe Druckunterschiede. Durch den Nord—Süd-Verlauf der in größeren Abständen auseinanderliegenden Isolinien wird jedoch in der Mittelkarte der nicht störungsfreie Verlauf des Wetters in Mitteleuropa deutlich angezeigt. Im Raum zwischen den Britischen Inseln und Grönland, sowie über Nordeuropa ist eine Zonalströmung vorherrschend.

Prognose. Die Trendkarte für 3. bis 7. August 1955 zeigt den Vorstoß des Azorenhochs bis Grönland mit aller Deutlichkeit an. Die in der Kinematikkarte noch vorhandene Zonalströmung zwischen Neufundland und der skandinavischen Halbinsel wird zerstört (Abb. 7b). Die Luftzufuhr nach Mitteleuropa muß nach dieser Karte an Intensität zunehmen und die zugeführten Luftmassen müssen nach der Trendkarte aus weit nördlicheren Regionen stammen als nach der Kinematikkarte. Der Druckgradient über Mitteleuropa wird wesentlich schärfer und die Nordströmung intensiver. Nach der Trendtendenzkarte für 6. bis 10. August 1955 muß sich die Nordströmung über Mitteleuropa noch weiter verschärfen (Abb. 7c). Im polnisch-ungarisch-jugoslawischen Raum bekommen die Isolinien ausgesprochen zyklonale Konfiguration, was auf eine Empfindlichkeit für zyklogenetische Prozesse hinweist. Die Mittelfristprognose wurde daher in folgender Weise formuliert: „Übergang zu unbeständigem und im allgemeinen noch kühlerem Westwetter. Vorwiegend stark bewölkt und strichweise Niederschläge bei Temperaturen zwischen 15 und 22°."

Kritik der Prognose. Der Korrelationskoeffizient zwischen den Werten der Trendkarte und den Meßwerten ergab 0,99, also eine vollkommene Übereinstimmung zwischen Berechnung und Beobachtung. Der Korrelationskoeffizient zwischen Trendtendenzwerten und Meßwerten ergab 0,90. Die Übereinstimmung zwischen den Vorhersagekarten und jenen Karten, die nach den beobachteten Werten gezeichnet wurden, war also hervorragend gut. Auch in diesem Beispiel wurde die Umstellung der Großwetterlage, die durch Vorstoß des Azorenhochs weit nach Norden verursacht wurde, rechtzeitig und gut erkannt. Der Azorenhochvorstoß gegen Island und Grönland zerstörte die Zonalströmung im Raume Grönland—Skandinavien. Die Zirkulation stellte sich von zonal auf meridional um. Der Text der Mittelfristprognose hätte noch präziser formuliert werden können, im übrigen beschreibt er aber gut die eingetretene Entwicklung.

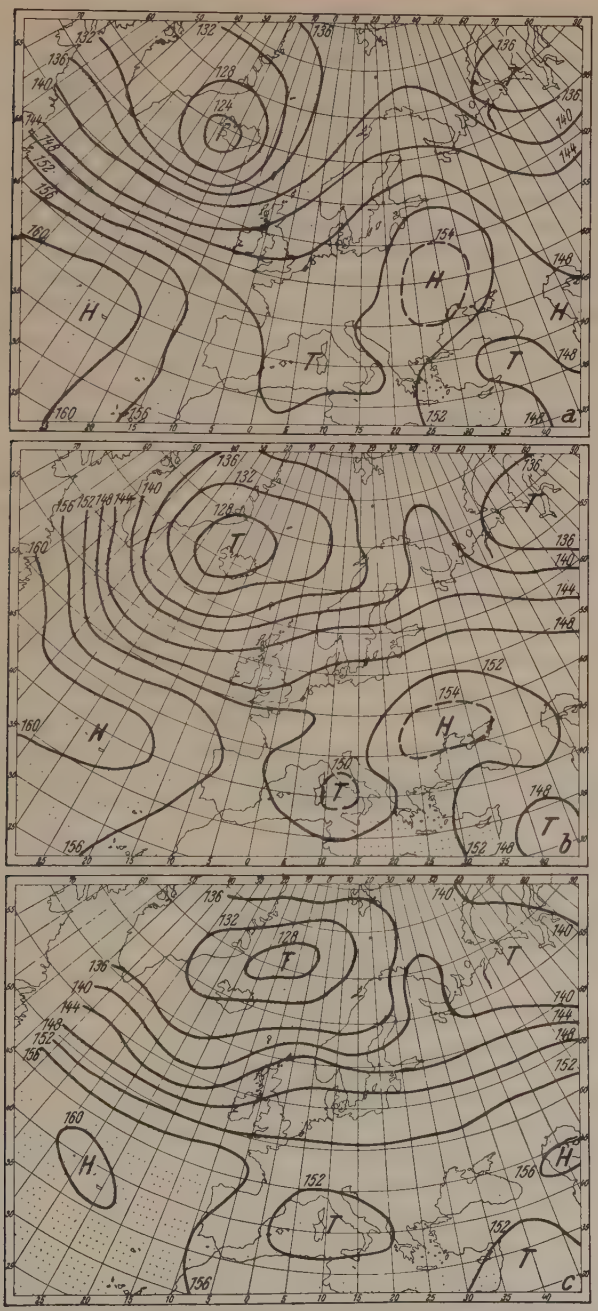

Abb. 8. Wetterlage vom 8. bis 12. September 1955 im 850 mb-Niveau. a) Kinematikkarte vom 8. bis 12. September, b) Trendkarte für 11. bis 15. September, c) Trendtendenzkarte für 14. bis 18. September

3. Sommerende

Ausgangslage. Nach einer am 11. September 1955 über Mitteleuropa hinweggezogenen Gewitterfront stellt sich am 12. September die nur vorübergehend unterbrochene Brücke hohen Druckes wieder her. Die synoptische Karte vom 12. September zeigt ein etwas nördlich der Azoren liegendes Hochdruckgebiet, das sich mit einem Ausläufer bis Frankreich erstreckt. Ebenso schiebt sich vom russischen Hoch ein Keil bis Westdeutschland vor. Die üblichen synoptischen Überlegungen lassen bei dieser Lage auf keine unmittelbar bevorstehende Wetterverschlechterung schließen. Die Vorhersage für die nächsten 24 Stunden lautete daher sehr optimistisch: „Am Morgen in Niederungen und Tallagen verbreitet Nebel oder starker Dunst, tagsüber zunächst meist heiter, am Nachmittag stärkere Quellbewölkung und Neigung zu örtlichen Gewittern. Temperaturen im Vergleich zum Vortag ziemlich unverändert" [7].

Die Kinematikkarte vom 8. bis 12. September 1955 zeigt ein Hochdruckgebiet über den Azoren, ein zweites über Osteuropa (Abb. 8a). Über dem west- und mitteleuropäischen Raum herrschen geringe Druckunterschiede. Bei Island liegt das Zentrum eines Tiefdruckgebietes. Über Kanada und dem Nordatlantik herrscht zwischen 45° und 60° nördl. Breite eine großräumige Weströmung, die sich entlang der westeuropäischen Küste aufsplittert.

Prognose. Die Trendkarte vom 11. bis 15. September zeigt über dem Nordatlantik Druckanstieg und Vorstoß eines Westkeils nach Mitteleuropa bei gleichzeitiger Bildung eines Tiefdruckgebietes über Mittelitalien (Abb. 8b). Eine solche Konfiguration der Isolinien ist für das Wetter in Österreich ausgesprochen ungünstig [*8* und *9*]. Da die Trendtendenzen weitere Druckzunahme im Biskayaraum und anhaltend tiefen Druck über Italien ankündigten, mußte mit bevorstehender und dann anhaltender Wetterverschlechterung gerechnet werden (Abb. 8c). Die für die Zeit vom 12. bis 15. September gültige Mittelfristprognose wurde daher folgendermaßen formuliert: „Übergang zu unbeständigen Wetterverhältnissen. Wechselnde, z. T. auch stärkere Bewölkung und zeitweise Regen. Zwischendurch kurze Aufheiterungsperioden, aber wesentlich kürzere Sonnenscheindauer als bisher. Luftzufuhr überwiegend aus West bis Nordwest, Frühtemperatur 9 bis 13°, Tageshöchsttemperatur 17 bis 21°."

Kritik der Prognose. Das Wetter verschlechterte sich schon in der Nacht vom 12. auf 13. September, am Morgen des 13. regnete es verbreitet in ganz Österreich. Die Regenfälle waren tatsächlich durch den Vorstoß eines Westkeils und Tiefdruckbildung über Italien zustande gekommen. Die Temperaturen gingen erheblich zurück. Die Wetteränderung vom 12. auf 13. September hatte ihre tiefere Ursache in der grundlegenden Umstellung der allgemeinen Zirkulation. Noch am 12. September herrschte über Kanada, dem Nordatlantik und Nordeuropa eine Zonalströmung. Vom 12. auf 13. September unternahm das Azorenhoch einen mächtigen Vorstoß nach Norden gegen Grönland. Dadurch wurde ganz ähnlich wie in den beiden schon früher beschriebenen Fällen die Zonal-

strömung in eine Meridionalströmung umgewandelt. Das Islandtief verlagerte sich mit der herrschenden Nordwestströmung gegen die Nordsee. Das Wetter in Österreich blieb, hervorgerufen durch die anhaltende Zufuhr ozeanischer Luftmassen, unbeständig und kühl. In Höhen über 1500 m kam es zu Schneefällen. Die Umstellung der Zirkulation von zonal auf meridional geht auch wieder deutlich aus der Darstellung der zonalen Windkomponente hervor (Abb. 9). Vom 9. bis 13. September ist bei 55° nördl. Breite ein ausgeprägtes zonales Windmaximum vorhanden. Nach dem 13. nehmen die Werte der zonalen Windkomponente sehr rasch ab. Der Korrelationskoeffizient betrug für die Trendkarte bei diesem Beispiel 0,88, für die Trendtendenz 0,60.

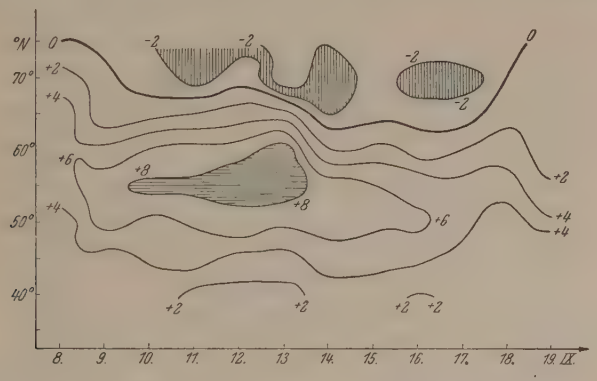

Abb. 9. Isoplethen des zonalen Windes der Nordhemisphäre im 850 mb-Niveau vom 8. bis 19. September 1955. Positive Zahlen = Werte der zonalen Westwindkomponente in m/sec. Negative Zahlen = Werte der zonalen Ostwindkomponente in m/sec. Horizontale Schraffur = Maxima der zonalen Westwindkomponente. Vertikale Schraffur = Maxima der zonalen Ostwindkomponente

Durch die Berechnung wurde zwar der Azorenkeilvorstoß gegen die Alpen und die Zyklogenese über Italien wieder gut erfaßt, die Umstellung der Zirkulation von zonal auf meridional kam jedoch nicht genügend deutlich zum Ausdruck. Dieser Mangel drückt sich in den niedrigeren Werten des Korrelationskoeffizienten aus.

4. Sommerliche Gewitterlage

Ausgangslage. Am 18. Juli 1955 zeigten sowohl synoptische Bodenkarten, als auch die Höhenkarten in mittleren Breiten eine ausgesprochen zellulare Anordnung des Druckfeldes. Vom Nordatlantik bis zu den Britischen Inseln und weiter bis Mittel- und Osteuropa erstreckte sich eine flache Zone hohen Luftdruckes. Die Druckunterschiede im Bereich dieser Hochdruckzone waren sehr gering. Zwischen den einzelnen Hochzellen verliefen schmale Konvergenzzonen, die Gewitter verursachten. Das zonale Windmaximum lag in der Umgebung des Polarkreises.

Die Kinematikkarte vom 14. bis 18. Juli 1955 zeigt das Azorenhoch mit einem Keil weit über die Britischen Inseln und Mitteleuropa bis Polen vorstoßend (Abb. 10a). Der Abstand der Isolinien ist über den

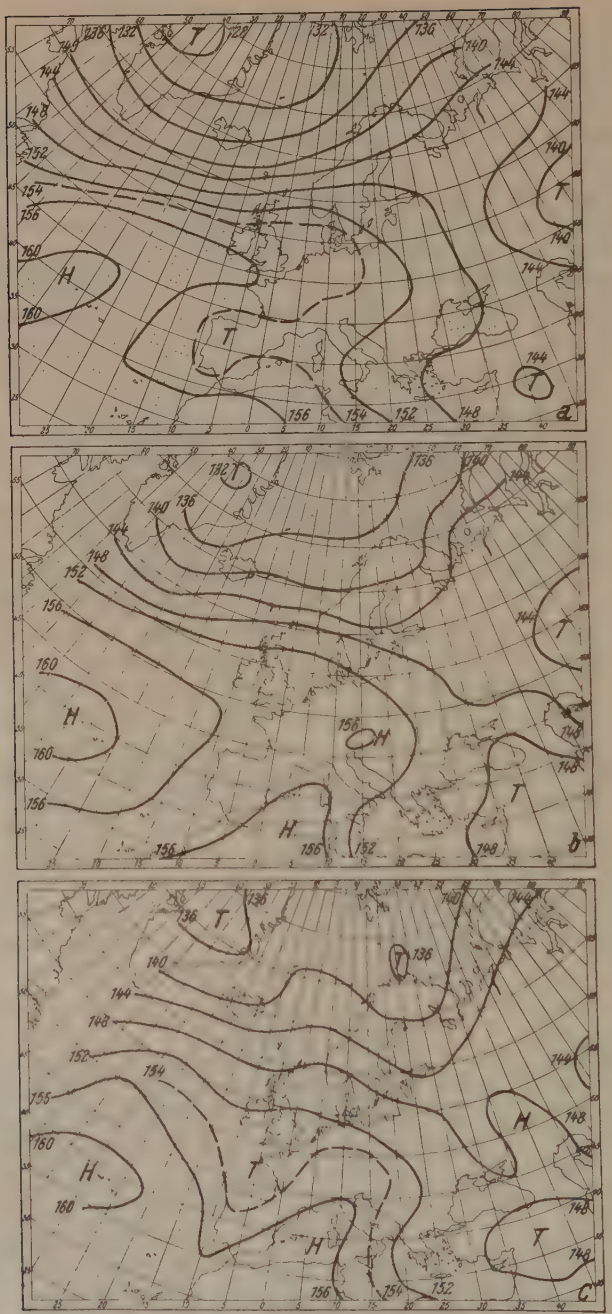

Abb. 10. Wetterlage vom 14. bis 18. Juli 1955 im 850 mb-Niveau. a) Kinematikkarte vom 14. bis 18. Juli, b) Trendkarte für 17. bis 21. Juli, c) Trendtendenzkarte für 20. bis 24. Juli

mittleren Teilen des Kontinents außerordentlich groß. Während die weit auseinanderliegenden Isolinien über West- und dem nördlichen Mitteleuropa antizyklonal gekrümmt sind, verlaufen sie über den zentralen und südlichen Teilen Mitteleuropas zyklonal. Schon durch diese Konfiguration der Isolinien in der Kinematikkarte wird der nicht störungsfreie Charakter der Wetterlage deutlich angezeigt.

Prognose. Die Trendkarte vom 17. bis 21. Juli unterscheidet sich nur wenig von der Kinematikkarte (Abb. 10b). Der breite Azorenhochkeil hat seine Lage kaum geändert, der Abstand der Isolinien ist weiterhin beträchtlich groß. Erst die Trendtendenzkarte zeigt Veränderungen der Drucklage (Abb. 10c). Vor allem ein über der Biskaya liegender markanter Gewittersack bestimmt jetzt die Situation. Das Gebiet um den Golf von Biskaya mußte daher bei dieser Drucklage als großer Gewitterherd betrachtet werden, von dem ganze Gewitterzüge ihren Ausgang nehmen. Die gesamte Konfiguration der Isolinien zeigt nun auch mehr Bewegung. Das zonale Windmaximum, das ohnehin einen Trend zur Verlagerung nach Süden hatte, schien noch weiter nach Süden auszugreifen. Die Wettervorschau hatte demnach folgenden Text: „Fortbestand des hochsommerlich warmen und überwiegend heiteren Wetters. Allgemein jedoch wieder zunehmende Neigung zu Gewittern bei starker Haufenbewölkung in der zweiten Tageshälfte. Tagesmittel der Temperatur 3 bis 5° über dem Normalwert. Tageshöchsttemperaturen 29 bis 33°."

Kritik der Prognose. Die Prognose war zu vorsichtig formuliert. Es kam zu zahlreichen lokalen Unwetterschäden durch Gewitter, Hagel und Starkregen. Nachstehend sind die bedeutendsten vom 18. bis 21. Juli 1955 verursachten Lokalkatastrophen zusammengestellt:

18. Juli. Salzburg und Niederösterreich: Zahlreiche lokale Unwetterschäden durch Gewitter und Starkregen.

20. Juli. Steiermark: Gewitterfront verursacht in Leoben Schäden im Ausmaß von 30 Millionen Schilling. Tennisballgroße Hagelkörner durchschlagen viele Ziegel- und sogar Blechdächer auf den Nordseiten der Häuser. Sämtliche Fensterscheiben an den Wetterseiten der Häuser zerbrochen. Im Stadtzentrum von Leoben werden Autos zu Wracks geschlagen. Zur gleichen Zeit werden in Bruck an der Mur, im Pöllauer Kessel und im Gebiet St. Peter-Freienstein Obst- und Feldkulturen durch schwere Hagelgewitter vernichtet.

Bregenz: Schwere Schäden durch Gewitter an der Seebühne. Der See schlug Wellen über 1 m Höhe.

21. Juli. Arlberg, Kitzbühel, Mürztal, Lavanttal, Gurktal, Aussee: Unermeßliche Schäden durch tägliche schwere Unwetter. Westbahnstrecke in Tirol unterbrochen, Südbahnstrecke in der Steiermark stellenweise nur eingleisig befahrbar. D-Zug Wien—Paris im Gewitter entgleist. Ein Hochgewitter im Zillertal verursacht Überschwemmung des Tiefenbaches. In Zirl zertrümmert ein Hagelwetter alle Glasscheiben der Gärtnereien. Der einzige Weinberg Tirols bei Zirl wird vernichtet. Durch Blitzschlag in die Hochspannungsleitung des Kraftwerkes Reutte wird die Stromversorgung in Tirol stellenweise unterbrochen. Im E-Werk Plansee fällt durch Blitzschlag ein Generator aus.

Der Korrelationskoeffizient zwischen Trendwerten und gemessenen Werten betrug für die Zeit vom 17. bis 21. Juli 0,97, zwischen Trendtendenzen und Beobachtungswerten 0,80. Die Drucklage wurde also gut erfaßt, die Deutung der Trend- und Trendtendenzkarte ließ jedoch zu wünschen übrig.

5. Sommerliche Gewitterlage

Ausgangslage. Auch am 21. Juli zeigten Boden- und Höhenkarten über dem Nordatlantik und Zentraleuropa eine zellulare Druckverteilung. Von den Azoren über die Britischen Inseln bis zur Nordsee erstreckte sich ein Keil hohen Druckes. Über West- und Mitteleuropa herrschten außerordentlich geringe Druckunterschiede. Die Krümmung der Isolinien war am Boden etwas zyklonal und in der Kinematikkarte vom 17. bis 21. Juli lag über Spanien, Frankreich und Westdeutschland ein Gewittersack. Die vorwiegend meridional verlaufenden Strömungen ließen ein ausgeprägtes zonales Windmaximum nicht zu.

Prognose. Sowohl in der Trend- als auch in der Trendtendenzkarte zeichnete sich der Gewittertrog noch deutlicher ab als in der Kinematikkarte. Vor allem kündigten beide Vorhersagekarten eine Verlagerung dieses Troges nach Osten an. Dieser Befund hätte in der Mittelfristprognose unbedingt stärker berücksichtigt werden müssen. Ihr Text für den Zeitraum 21. bis 25. Juli 1955 lautete: „Fortbestand des hochsommerlich warmen und meist sonnigen Wetters. Nachmittags stärkere Quellwolkenbildung mit Entwicklung von Wärmegewittern. Temperaturmittel 2 bis 4° über dem Normalwert. Tageshöchsttemperaturen 27 bis 32°, Frühtemperaturen 14 bis 19°."

Kritik der Prognose. Auch diese Prognose war zu vorsichtig formuliert. Ein Hinweis auf die Möglichkeit lokaler Unwetter wäre unbedingt erforderlich gewesen, denn auch in diesem Prognosenzeitraum kam es zu schweren Unwetterschäden. Am 22. Juli wurde z. B. Gmunden von der verheerendsten Unwetterkatastrophe seit Menschengedenken heimgesucht. Der Korrelationskoeffizient für die Trendkarte betrug 0,93, für die Trendtendenzkarte 0,64.

6. Übergang zu sommerlichem Schönwetter im Juli

Ausgangslage. Nach der Starkregenlage vom 8. bis 10. Juli, die durch ein Höhentief über den Alpen verursacht wurde, zeigte die synoptische Lage am 11. Juli noch ziemlich unklare Entwicklungen. Über Nordeuropa lag ein kräftiges Hoch, das auch in der 500 mb-Fläche sehr stark ausgeprägt war. Über Mitteleuropa waren die Druckunterschiede klein, der Verlauf der Isobaren war vorwiegend zyklonal.

Die Kinematikkarte vom 7. bis 11. Juli zeigte eine ähnliche Situation (Abb. 11a). Hier lag das Zentrum des Hochs über Schottland und sein Ausläufer erstreckte sich über Skandinavien hinweg bis Nordrußland. Der Kern eines Tiefs lag dagegen über der Westküste des Schwarzen Meeres. Von hier aus erstreckte sich ein Trog tiefen Druckes mit zonal verlaufender Achse über Südosteuropa, das westliche Mittelmeer bis

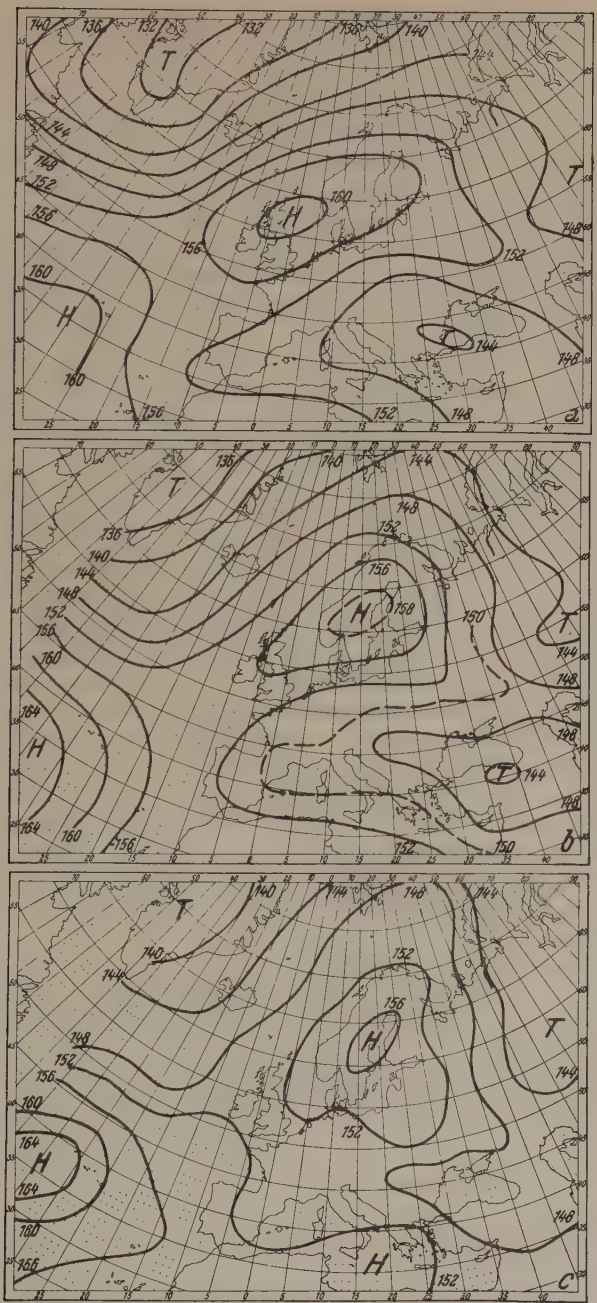

Abb. 11. Wetterlage vom 7. bis 11. Juli 1955 im 850 mb-Niveau. a) Kinematikkarte vom 7. bis 11. Juli, b) Trendkarte für 10. bis 14. Juli, c) Trendtendenzkarte für 13. bis 17. Juli

Spanien. Auch das östliche Mittelmeer lag im Bereich dieses zonal ausgerichteten Tieftroges. Die Werte der zonalen Windkomponente lagen am 11. Juli auf der gesamten Nordhalbkugel zwischen den Werten 0,7 und 3,3 m/sec, sie waren also sehr gering, entsprechend dem überwiegend zellular gegliederten Druckfeld.

Prognose. Trend- und Trendtendenzkarte zeigten die Verlagerung des schottischen Hochzentrums nach Mittelskandinavien an (Abb. 11 b, c). Dabei sollte es sich nach Süden ausdehnen und den zonalen Trog stark zurückdrängen. In der Trendtendenzkarte war kein selbständiges Tiefzentrum mehr vorhanden. Der in der Kinematikkarte noch stark ausgeprägte und ausgedehnte Trog schmolz bis auf einen kleinen Tiefausläufer vom Schwarzen Meer bis zu den Karpaten zusammen. *Die Tendenz zur Ausweitung des Hocheinflusses über den ganzen Kontinent war in beiden Vorhersagekarten deutlich zu erkennen.* Die Mittelfristprognose für den Zeitraum 11. bis 14. Juli wurde daher in folgender Weise abgefaßt: „Bei weiter ansteigenden Temperaturen Übergang zu sommerlichem Schönwetter, das örtlich durch Gewittertätigkeit gestört wird. Frühtemperaturen 16 bis 18°, Tageshöchsttemperaturen 25 bis 29°."

Kritik der Prognose. Das Wetter vom 11. bis 14. Juli nahm den in der Prognose angenommenen Verlauf. Durch zunehmenden Hochdruckeinfluß besserte es sich, örtlich traten jedoch Gewitter auf, die sich zum Teil so heftig entluden, daß Sachschaden zu verzeichnen war. Vor allem am 13. und 14. Juli kam es im Bezirk Oberwart zu wolkenbruchartigen Gewittern. Örtlich begrenzte Unwetter traten auch in den burgenländischen Ortschaften Schlaining, Bernstein und Rettenbach auf. Im Bezirk Zwettl, N.-Ö., wurde durch Hagelschlag schwerer Schaden an Kartoffel- und Mohnkulturen verursacht. Zu Unwettern kam es auch in den niederösterreichischen Bezirken Neunkirchen, St. Pölten und Lilienfeld. Die besondere Neigung der Wetterlage in diesem Sommer zu starken Gewitterentladungen trat selbst im Verlauf der allgemeinen Wetterbesserung, die am 11. Juli einsetzte, deutlich in Erscheinung. Der Korrelationskoeffizient für die Trendkarte hatte den Wert 0,94, für die Trendtendenzkarte den Wert 0,71.

7. Übergang zu sommerlichem Schönwetter im August

Ausgangslage. Mitte August setzte eine grundlegende Änderung der europäischen Wetterlage ein. Die Vorstöße des Azorenhochs erfolgten in der ersten Augusthälfte vorwiegend entlang der westeuropäischen Küste bis Nordeuropa. Mitteleuropa kam dadurch häufig in ein zyklonales Wetterstadium. Das bei dieser Druckverteilung vorherrschende von Norden nach Süden gerichtete Druckgefälle verursachte nördliche Strömungen nach Mitteleuropa. Das Zusammenwirken von Druckverteilung und Strömung führte wiederholt zu extrem labiler Schichtung der Atmosphäre über Mitteleuropa und dadurch zu veränderlichem und gewitterreichem Wetter.

Mit einem Vorstoß des Azorenhochs gegen Mitteleuropa besserte sich das Wetter in unserem Gebiet ganz bedeutend. In der synoptischen

Karte vom 15. August wurde der Vorstoß des Azorenhochs gegen die Alpen bereits deutlich angezeigt. Der über den Alpen gelegene Westkeil verursachte im Alpengebiet noch ziemlich unbeständige Wetterverhältnisse. Eine westlich von Irland liegende Tiefdruckwelle schien die europäische Westküste rasch anzusteuern. Es galt zu entscheiden: Ist die Wetterbesserung nur vorübergehend (Zwischenhoch) oder von längerer Dauer?

Die Kinematikkarte vom 11. bis 15. August zeigte noch die typischen Züge der Großwetterlage während der ersten Augusthälfte; von den Azoren über die Britischen Inseln, die Nord- und Ostsee erstreckte sich bis Nordrußland eine Hochdruckzone (Abb. 12a). Ausgehend von einem Tiefkern über Kaukasien reichte ein ausgeprägter Trog mit zonaler Achse, die etwa entlang 47° nördl. Breite verlief, vom Schwarzen Meer bis zum Golf von Biskaya. Die Werte der zonalen Windkomponente waren am 15. August auf der Nordhalbkugel verhältnismäßig klein. Sie bewegten sich zwischen 0,7 und 5,0 m/sec.

Prognose. Die Trendkarte für 14. bis 18. August zeigte gegenüber der Kinematikkarte grundlegende Unterschiede (Abb. 12b). Der zonale Trog quer durch den Kontinent verschwand gänzlich. An seine Stelle trat ein Ausläufer des Azorenhochs, der bis zu den Karpaten von der Isolinie 152 gdm begrenzt wurde. Sehr auffällig war das über dem Mittelmeerraum von Kinematik- zu Trendkarte stark angestiegene Druckniveau. Ebenso war Druckanstieg in den südlichen und südwestlichen Teilen Mitteleuropas zu verzeichnen. Das Azorenhoch stieß mit der Isolinie 156 gdm energisch gegen den Golf von Biskaya vor. Über dem Baltikum lag eine geschlossene Hochzelle, gebildet von der Isolinie 152 gdm. Deutlich war in der Trendkarte zu erkennen, daß sich der Schwerpunkt der Azorenvorstöße von Nordeuropa nach Mittel- und Südeuropa zu verlagern begann.

Noch deutlicher kündigte diese Entwicklung die Trendtendenzkarte an (Abb. 12c). Das Azorenhoch überdeckte hier mit einem starken und weit ausgebreiteten Keil hohen Druckes ganz Mittel- und Südeuropa. Die selbständige Baltikum-Hochzelle verschwand, sie wurde dem großen Hochkeilkomplex einverleibt. Die Isolinie 156 gdm reichte nun bis zu den Westalpen und bis Sardinien. *Trend- und Trendtendenzkarte kündigten also eine völlige Änderung des Wetterregimes in Europa an.* Die Wettervorschau für den Zeitraum 15. bis 18. August wurde daher folgendermaßen formuliert: „Übergang zu stabilerem, allmählich wärmerem Wetter. Nachlassen der Gewittertätigkeit. Temperaturmaxima auf 24 bis 26° ansteigend."

Kritik der Prognose. Die Wetterlage nahm den von Trend- und Trendtendenzkarte angezeigten Verlauf. Schon am 16. August ging aus der synoptischen Karte hervor, daß es sich in Mitteleuropa nicht nur um ein Zwischenhoch handelte, sondern um eine Verlagerung des Subtropenhochs bis in mittlere Breiten. Fast der gesamte europäische Kontinent wurde ab 16. August von einer Hochdruckzone bedeckt. Die

Abb. 12. Wetterlage vom 11. bis 15. August 1955 im 850 mb-Niveau. a) Kinematikkarte vom 11. bis 15. August, b) Trendkarte für 14. bis 18. August, c) Trendtendenzkarte für 17. bis 21. August

Erwärmung war beträchtlich und nach langer, ziemlich kühler Wetterperiode traten wieder sommerliche Temperaturen auf. Die bis zu diesem Zeitpunkt übermäßig rege Gewittertätigkeit ging rapid zurück. Der besondere Erfolg der Prognose lag darin, *daß die grundlegende Umgestaltung der Großwetterlage rechtzeitig erkannt wurde.* Der Korrelationskoeffizient zwischen Trendkarte und tatsächlich eingetretener Drucklage hatte den hohen Wert 0,96, zwischen Trendtendenzkarte und wirklicher Lage 0,86.

8. Spätsommerliche Schönwetterlage

Ausgangslage. Vom 3. bis 5. September 1955 erfolgte von Westen her ein Vorstoß des Azorenhochs nach Mitteleuropa. In der synoptischen Karte vom 5. September wurden West- und Mitteleuropa von einer schwachen Hochdruckbrücke überdeckt. Der Druck war aber am Boden nur wenig höher als 1015 mb. Über den Britischen Inseln lag bereits wieder eine neue Kaltfront, die sich gegen das europäische Festland verlagerte. Es galt nun folgende Frage zu beantworten: Bedeutet die Kaltfront Übergang zu unbeständigem und kühlem Wetter, oder wird sie das spätsommerliche Schönwetter nur vorübergehend stören?

Die Kinematikkarte vom 1. bis 5. September 1955 zeigte auf der Nordhemisphäre zwischen 50° und 65° nördl. Breite eine großräumige zonale Weströmung (Abb. 13a). Das zonale Windmaximum lag am 4. September mit 12 m/sec bei 55° nördl. Breite und am 5. September mit 9,1 m/sec über derselben Breite. Südlich 50° nahmen die Werte der zonalen Windkomponente sehr rasch ab. Bei 45° nördl. Breite machte der Wert am 4. September nur mehr 2,5 m/sec, am 5. September 3,3 m/sec aus. Wie aus der Kinematikkarte hervorging, begann südlich 50° eine Zone höheren Druckes, in der zellulare Formen des Druckfeldes vorherrschten. Obige Frage in anderer Fassung lautet: Bleibt das Alpengebiet im Bereich der etwas nach Norden verschobenen subtropischen Hochzone oder kommt dieser Raum mehr und mehr unter das Regime der zonalen Weströmung?

Prognose. Die Trendkarte für 4. bis 8. September zeigte eine deutliche Verbreiterung des Hochdruckgürtels über Mitteleuropa und eine Abdrängung der Zonalströmung nach Norden bis zum 55. Breitegrad (Abb. 13b). Allerdings deutete die Keilform z. B. der Isolinie 152 gdm an, daß die Vorstöße des Azorenhochs nicht störungsfrei erfolgen können. Die Trendtendenzkarte für 7. bis 11. September kündigte eine weitere Festigung des Hochdruckgürtels über Europa zwischen 35° und 55° nördl. Breite an. Die Isolinie 152 gdm war in dieser Karte bis zur Oder vorgestoßen und hatte sich dabei wesentlich verbreitert (Abb. 13c). Die Zonalströmung nördlich 55° wurde im Vergleich zur Kinematikkarte stark abgeschwächt. Die Wettervorschau für den Zeitraum 5. bis 8. September wurde daher folgendermaßen abgefaßt: „Spätsommerliche Schönwetterlage weiter anhaltend. Kurzdauernde Störungen durch Gewitter möglich. In den Morgenstunden kühl und vielfach Bodennebel. Tagsüber meist heiter und warm. Frühtemperaturen 10 bis 14°, Tageshöchsttemperaturen 23 bis 27°."

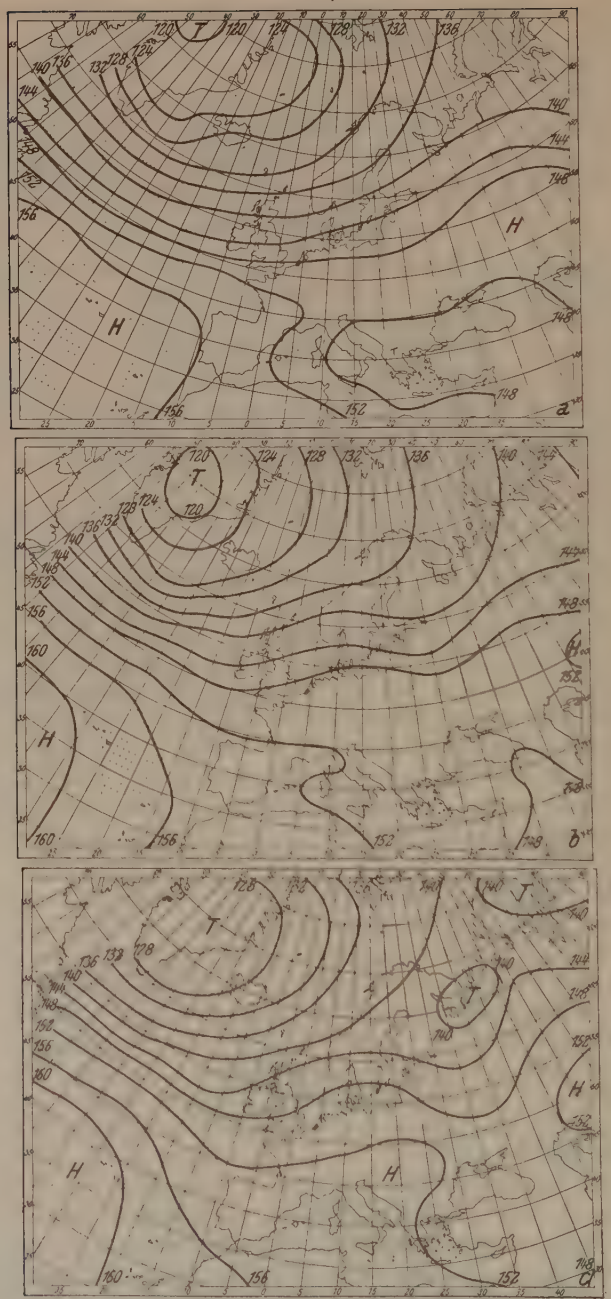

Abb. 13. Wetterlage vom 1. bis 5. September 1955 im 850 mb-Niveau. a) Kinematikkarte vom 1. bis 5. September, b) Trendkarte für 4. bis 8. September, c) Trendtendenzkarte für 7. bis 11. September

Kritik der Prognose. Die Wetterlage nahm den vorhergesagten Verlauf. Die Front überquerte unter Abschwächung das Alpengebiet und verursachte in Österreich vorübergehend Gewitter. Nach ihrem Durchzug stellte sich jedoch die Hochdrucklage und damit das spätsommerliche Schönwetter sofort wieder her. Die Temperaturen lagen genau in den angegebenen Grenzen. Der Korrelationskoeffizient zwischen Trend- und Meßwerten, ebenso für Trendtendenz hatte den hohen Wert 0,97.

VI. Schlußbemerkungen

Der große Vorteil der beschriebenen und praktisch durch viele Beispiele erprobten Methode liegt in der weitgehenden *Objektivierung* des Vorganges. Trend- und Trendtendenzkarte sind nicht ein Ergebnis spekulativer Überlegungen, sondern sie sind ein *Rechenergebnis*. Persönlich-subjektive Faktoren sind bei der Herstellung der Vorhersagekarten völlig ausgeschaltet. Erst bei der Deutung des Rechenergebnisses kommen auch subjektive Elemente hinzu, doch halten sich diese in verhältnismäßig engen Grenzen. Die voraussichtliche Entwicklung der Wetterlage tritt durch die Kartenreihe *Kinematik – Trend – Trendtendenz* meist so eindeutig hervor, daß die Deutung in der überwiegenden Mehrheit der Fälle keine Schwierigkeiten mehr bereitet. Der mit dieser Methode eingeschlagene Weg zur Ausarbeitung von Mittelfristprognosen war bis jetzt so erfolgreich, daß diese Methode, die *erstmalig in Europa angewendet wurde*, weiter ausgebaut und ergänzt werden wird. Zu diesem Zweck wurden bereits weitere Versuchsreihen in Angriff genommen, über deren Ergebnis später berichtet werden soll.

Literatur

1. Millot, M.: Cours de Meteorologie, 1884.
2. Namias, J.: Extended forecasting by mean circulation methods. Washington, US-Weather Bureau, Februar 1947.
3. Riehl, H.: Forecasting in middle latitudes. Meteorol. Monographs, Am. Met. Soc. **1**, No. 5, 1952.
4. Wetterbericht der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien vom 7. Juli 1955.
5. Schmauss, A.: Synoptische Singularitäten, Meteorol. Z. **55**, 385 (1938).
6. Flohn, H.: Witterung und Klima in Mitteleuropa. Forschungen zur Deutschen Landeskunde, Bd. 78, 1954.
7. Wetterbericht der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien vom 12. September 1955.
8. Ficker, H.: Der Transport kalter Luftmassen über die Zentralalpen. Denkschr. Akad. Wiss. Wien **80**, 131 (1906).
9. Kletter, L.: Die Verwertung der Höhenkarte zur Beurteilung der Wetterwirksamkeit von Kaltfronten in den Südalpen. Arch. Met. Geoph. Biokl., Serie A, **I**, 384 (1949).

Buchbesprechungen

Principles of Meteorological Analysis. Von W. J. Saucier. Mit zahlreichen Textabb., XVI, 438 S. Chicago: The University of Chicago Press. 1955. $ 10.—.

Die Vorbedingung für eine gute und richtige Wettervorhersage ist eine eingehende und richtige Analyse der in den Wetterkarten, in aerologischen Aufstiegsdiagrammen und im sonstigen gesamten meteorologischen Beobachtungsmaterial vorliegenden Beschreibung des herrschenden großräumigen Witterungszustandes. Diese Analyse erfordert die Anwendung bestimmter im Laufe der Zeit entwickelter Techniken und auch die Kenntnis physikalischer Zusammenhänge. Es ist sehr zu begrüßen, daß in dem vorliegenden Buch beide Erfordernisse in systematischem Aufbau und in klarer und sehr ausführlicher Form dargestellt werden und damit nicht nur ein ausgezeichnetes Lehrbuch für Studenten, sondern auch eine gute Anleitung zur Vertiefung, Ergänzung und Auffrischung der Kenntnisse der im laufenden Wetterdienst arbeitenden Meteorologen geboten wird.

Nach einer kurzen Übersicht über die gebräuchlichen meteorologischen Elemente und Größen und über ihre hemisphärische Verteilung werden sehr instruktiv die verschiedenen Arten von Diagrammen (darunter auch neuartige wie Herlofsons Skew T,-log p-Diagramm und Bellamys Pastagramm) und ihre praktische Verwertung und Leistungsfähigkeit, die verschiedenen im meteorologischen Dienst gebräuchlichen Kartenprojektionen, ihre Theorie und ihre Verwendungsmöglichkeiten sowie die Ausführung und Anwendung meteorologischer Schnitte behandelt. Es folgt die Entwicklung der statischen Grundgleichung, die Einführung des Geopotentials, die Darstellung verschiedener Verfahren der Höhenberechnung und der Berechnung der Schichtdicken aus Druckwerten, der Druckreduktion auf bestimmte Bezugsflächen und der räumlichen Druckänderungen, die Charakterisierung der Stabilitätsbedingungen ungesättigter und gesättigter Luft, die Bestimmung der Auswirkung von Vertikalbewegungen, von Mischungsvorgängen und von Advektion auf die vertikalen Temperaturgradienten und auf die Stabilitätsverhältnisse, eine Schilderung der Bedeutung der Stabilitätsverhältnisse für die Modifikation von Luftmassen durch den vertikalen Transport von Wärme, Feuchtigkeit und Bewegungsgröße, die Erklärung der Entwicklung von Inversionen in der freien Atmosphäre durch verschiedene horizontale Advektion, durch Vertikalbewegungen, Strahlungs- und Mischungsvorgänge und von Bodeninversionen durch Ausstrahlung und durch Berührung mit einer kälteren Unterlage, die Darstellung des Einflusses von Stabilität und Vertikalbewegungen auf das Wetter und der räumlichen und zeitlichen Änderungen der Stabilität.

Zum eigentlichen Thema dieses Buches werden zunächst Theorie und Praxis der Analyse skalarer Größen behandelt. Die in Betracht kommenden Darstellungen betreffen die Verteilung skalarer Größen entlang einer Linie, in einer Ebene und im Raum, und zwar zu einem bestimmten Zeitpunkt oder in ihrer zeitlichen Änderung. Dabei wird der Entwurf von Isolinien und die Bestimmung singulärer Punkte im Skalarfeld, von Gradienten und ihrer Verteilung im Feld, von Topographien bestimmter Flächen und den darauf vorkommenden speziellen Linien und Punkten (Rücken, Tröge, Hoch, Tief, Sattel, Stufen und Faltungen) und von verschiedenen Typen von Diskontinuitäten der Isolinien besprochen und es werden Beziehungen zwischen Topographien und horizontalen Skalarfeldern abgeleitet, Vergleiche zwischen den Darstellungen von Topographien und Horizontalfeldern verschiedener skalarer Größen gezogen, Methoden der Interpolation und der Extrapolation in Raum und Zeit entwickelt und die dabei zu beachtenden Gesichtspunkte aufgezeigt.

Ein Abschnitt über graphische Analysen und Berechnungen bringt die Verfahren der graphischen Addition, Subtraktion, Multiplikation und Division, die Anwendung dieser Verfahren in der meteorologischen Praxis und die Anwendung der graphischen Differentiation zur Analyse der Gradientenverteilung und der Komponenten der Gradienten sowie zur Bestimmung höherer Ableitungen.

Durchführung und Deutung der Analyse von atmosphärischen Schnitten wird an Schnitten der Temperatur, der potentiellen Temperatur, der Feuchtigkeit, der äquivalentpotentiellen Temperatur, der virtuellen Temperatur und der Dichte gezeigt. Die Schnitte werden zur Bestimmung der Solenoide, der Baroklinie und des thermischen Windes ausgewertet. Die Analyse des Druckfeldes im Schnitt erfolgt auf Grund von Schnittdarstellungen der Abweichungen der Höhen der isobaren Flächen von ihren Höhen in einer Standardatmosphäre im Zusammenhang mit Schnittdarstellungen des Temperaturfeldes und der isobaren Gradienten der Höhenabweichungen. Aus diesen Schnitten werden die Richtungen und Größen der Neigung isobarer Flächen, die Lage von Trögen und Rücken isobarer Flächen und Schnitte des geostrophischen Windes abgeleitet. Die weitere Analyse der Schnitte erstreckt sich auf die Verteilung der Windscherung, auf die Bestimmung der Polarfront und der Frontalzone, auf die Druck- und Winddiskontinuitäten in Übergangszonen, auf die Art und Verteilung der Windscherung und der Temperatur im Bereich der Fronten, auf die verschiedenen geometrischen Formen der Frontflächen und auf die Diskontinuitäten in der Tropopause.

Die isobare Analyse erstreckt sich auf absolute und relative Topographien in verschiedenen Druckniveaus, auf die Temperaturverteilung in bestimmten Druckfeldern, auf die Topographie der Tropopause und auf das Temperaturfeld im Tropopausenbereich, auf die Änderung der Druck- und Windfelder mit der Höhe, auf die zeitlichen Höhenänderungen der Druckflächen, auf Beziehungen zwischen der Verteilung der Drucktendenzen und den Änderungen der Formen des Druckfeldes, auf Methoden zur Bestimmung der Verlagerung von Druckgebilden, auf Frontenanalysen und auf die Verteilung von Feuchtigkeit und Taupunkt in den Druckflächen. Dazu werden die Beziehung zwischen Druckverteilung und Wind, die Bestimmung des thermischen Windes, die Berechnung der thermischen Advektion aus Ergebnissen der Höhenwindmessungen, die Beziehungen zwischen geostrophischem und wirklichem Wind, die atmosphärischen Bewegungsgleichungen und ihre Anwendung auf die Bestimmung horizontaler und vertikaler Beschleunigungen, die Entstehung

ageostrophischer Windkomponenten bei horizontalen Strömungen und bei Vertikalbewegungen und die Stabilität von horizontalen oder vertikalen Verlagerungen diskutiert. Auch die isentrope Analyse und ihre Auswertungsmöglichkeiten werden erklärt.

Im nächsten Abschnitt wird die Analyse der Bodenwetterkarte behandelt und zwar die Analyse der Druckverteilung, die Luftmassenanalyse und die Frontenanalyse, die Analyse der Drucktendenzverteilung und ihre Berücksichtigung bei der Frontenanalyse und die Darstellung der Niederschlagsverteilung, der Nebel- und Sichtverteilung und der Bewegungsverteilung im Zusammenhang mit dem Frontensystem sowie die Wetterwirksamkeit verschiedener Arten von Fronten und die Frontenanalyse im gebirgigen Terrain.

Sehr ausführlich wird die kinematische Analyse behandelt. Es wird der Entwurf von Karten der Strömungslinien, Isotachen und Isogonen (Isoplethen der Windrichtung) mit Diskussion ihrer singulären Punkte bzw. Linien, die Ableitung von horizontalen Trajektorien der Luftversetzung aus den Strömungslinien und aus den Druckkarten und von dreidimensionalen Trajektorien auf konservativen Flächen, die Bestimmung der horizontalen Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes und der verschiedenen Arten von Divergenzen, der Vorticity, ihrer Verteilung und ihrer Beeinflussung durch verschiedene Faktoren, der Trajektorien konstanter absoluter Vorticity und ihrer Anwendung, der verschiedenen Formen horizontaler Deformationen des Strömungsfeldes und die Feststellung der Faktoren der Frontogenese eingehend erläutert.

Mit der Darstellung einiger Gesichtspunkte der weiträumigen Analyse wie der Analyse der Westwindzone und ihrer Beziehung zu Großwetterlagen, ihrer weltumspannenden Wellenbildung und ihrer meridionalen Verlagerung, der lokalen Analyse unter Berücksichtigung örtlich gegebener Einflüsse und schließlich der Besonderheiten der Analyse in tropischen Gebieten schließt das Buch. Im Anhang sind verschiedene sehr brauchbare Tabellen und Diagramme beigegeben. Den einzelnen Abschnitten angefügte Übungsbeispiele geben eine Grundlage für eine Vertiefung des Verständnisses der verschiedenen Aufgaben und Methoden der Analyse. Alle in dem Buch dargestellten Methoden der Analyse werden auf die Wetterlage vom 1. März 1950 angewendet, was einen sehr eindrucksvollen Einblick in die Leistungsfähigkeit, in das Zusammenspiel der verschiedenen Analysenmethoden und in die Art ihrer Auswertung bietet. Das Buch wird der Praxis der Wetteranalyse wertvolle Dienste leisten.

F. Steinhauser, Wien.

Allgemeine Betrachtungen über die mitteltroposphärische Zirkulation der Nordhemisphäre im Hinblick auf europäische Witterungsumstellungen. Von G. Grünewald. (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 29.) Mit 26 Textabb., 17 Bildtafeln, 62 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1955. DM 26.50.

Der Verfasser versucht mit dem Ziel, der synoptischen Praxis zu dienen, unter Anwendung einer großräumigen synoptischen Arbeitsweise aus den Änderungen und Entwicklungsvorgängen im 500 mb-Niveau wie z. B. aus der Verlagerung des Zirkulationspoles oder aus seiner Aufspaltung sowie durch Verfolgung der Entwicklung von Trogbildungen, Abschnürprozessen, Keilbildungen u. dgl. Zusammenhänge aufzudecken, die für weitere Ent-

wicklungen von Bedeutung werden können. Die Untersuchung rückt wohl die für Europa bedeutungsvollen Vorgänge in den Vordergrund des Interesses, muß sich aber, um die weltweiten Zusammenhänge erfassen zu können, auch auf eine hemisphärische Betrachtung der 500 mb-Karten der Nordhalbkugel stützen. Sie geht aus von den Höhentiefs der 500 mb-Karte, die als Indikator für die Struktur der atmosphärischen Zirkulation der Nordhalbkugel angesehen werden. Dabei sind zu unterscheiden: die Zentral- und Sturmtiefzyklonen der mittleren Breiten, die sich durch Vereinigung wandernder Zyklonen, auf deren Bewegung sie Einfluß haben, ständig regenerieren, von dem Zusammenfluß und der Verwirbelung verschiedener Luftmassen leben und eine Tendenz zur bevorzugten Bildung über dem Meer und zum Verfall über dem Kontinent zeigen und in gleicher Weise in der Höhe und in der Bodenkarte in Erscheinung treten, und die die große Zirkulation steuernden Höhentiefs der Polarkalotte, die gänzlich aus Kaltluft bestehen und die eigentlichen Kaltluftproduzenten darstellen, am Boden meist ein Kältehoch zeigen, Kernhäufungsstellen nicht am Pol selbst sondern im Kanadischen Archipel und im Gebiet um die Taimyr-Halbinsel bilden, als Bildungsstellen im Sommer die eisbedeckten arktischen Meere haben und im Winter eine Ausweitung über die schneebedeckten Kontinente aufweisen. Es finden dort auch stärke- und ortsmäßige Veränderungen und Aufspaltungen statt, wobei jeder der beiden Höhentiefkerne als Steuerungszentrum wirksam werden kann. Als Hauptgrund der Exzentrizität dieser Pole werden Warmluftvorstöße aus dem Atlantik und aus dem Pazifik gegen den Nordpol angesehen, die zu einer Aufspaltung in zwei Kältegebiete an den Nordosträndern der Kontinente führen. Auch Kaltlufttropfen am Rande der Subtropen zeigen einen analogen Bau wie die arktischen Kältehöhentiefs mit starker Ausprägung in der Höhenkarte und fehlendem oder nur schwachem Tief in der Bodenkarte. Im südeuropäischen Bereich kommen sie im Sommer häufiger vor als im Winter und liegen im Sommer meist nördlicher über den Randstaaten des Mittelmeeres, im Winter aber meist südlicher über dem Mittelmeer an der nordafrikanischen Küste. Für diese Art von Höhentiefs bildet das amerikanische Felsengebirge eine Barriere gegen Westen. In Hemisphärenkarten wird die Verteilung dieser verschiedenen Typen von Höhentiefs für Sommer und Winter gezeigt.

In der Roßbreitenzone zeigen sich Häufungsstellen der Schwerpunkte der Höhenhochdruckgebiete in Abständen von etwa 60 Längengraden, die örtliche Schwankungen aufweisen. Wegen der Schwerpunktsverlagerungen dieser Höhenhochs und wegen des häufigen Vorkommens von Kaltlufttropfen in diesen Gebieten erscheint das Azorenhoch als weniger beständiges Gebilde, als bisher angenommen wurde. Die jeweilige Lage der Hochdruckzellen der Subtropenzone hängt von der Wellenstruktur des Westwindbandes ab, die ihrerseits wieder meist von der Richtung, Häufigkeit und Mächtigkeit der polaren Kaltluftausbrüche bestimmt wird. Damit ergibt sich ein direkter Einfluß der Polarkalotte auf die Struktur der Roßbreitenzone, wobei die Polarluftvorstöße an den Ostflanken der subtropischen Hochdruckzellen erfolgen und dadurch kompensierende Warmluftvorstöße nordwärts an der Westflanke der jeweils weiter östlich gelegenen nächsten Hochdruckzelle ausgelöst werden. Für die Entwicklungsmöglichkeiten und für die Auswirkung dieser Vorgänge ist auch die Struktur der subtropischen Hochdruckzellen von großer Bedeutung. Eine langgestreckte schwache Höhenhochzelle kann durch den Kaltlufteinbruch in zwei Zellen gespalten werden, wobei die westliche Zelle durch den induzierten Warmluftvorstoß verstärkt wird und

sich nordwärts ausbreitet. Eine geschlossene starke Hochdruckzelle wirkt als Barriere für den Kaltlufteinbruch und lenkt diesen ostwärts ab, während andererseits ein im Roßbreitengebiet abgeschnürter Kaltlufttropfen eine erhöhte Bereitschaft zur Aufnahme eines neuen Kaltlufteinbruchs zeigt. Ein unmittelbar vorher weiter westlich erfolgter Kaltlufteinbruch kann durch einen weiter östlich induzierten Höhenhochkeil, der sich dem Kaltlufttropfen vorlagert, eine Vereinigung der neuen Kaltluft mit diesem verhindern. Als Träger des Luftmassenaustausches zwischen Polarkalotte und Roßbreitenzone wirkt die Westwindzone mit Bevorzugung großräumiger meridionaler Austauschvorgänge in den Seegebieten und küstennahen Kontinentteilen. Dabei kommt es oft zu einer Höhenhochdruckbrückenbildung vom Atlantik über den Pol zum Pazifik, die die beiden Höhentiefkerne über den beiden Kältepolen trennt. Dadurch entsteht ein „Dreiersystem", in dem der Höhenhochkeil von zwei Trögen eingerahmt wird mit großer Beständigkeit und Neigung zur Wiederherstellung. Ein Vergleich der atmosphärischen Zirkulation mit den Meeresströmungen läßt ein Zusammenfallen der Häufungsstellen atmosphärischer Tiefs mit Vermischungsgebieten kalter und warmer Meeresströmungen erkennen.

Im besonderen wird die Auswirkung der Großzirkulation auf Europa diskutiert. Einzeluntersuchungen einiger markanter Zirkulationsabschnitte betreffen die Entstehung und Verlagerung amerikanischer Höhentröge, Abtropfvorgänge aus der Polarkalotte über die Davisstraße nach dem Atlantik im Sommer und im Winter und die zirkulationsbestimmende Wirkung der polaren Höhentiefzentren im Wechsel zwischen meridional gesteuertem „Dreiersystem" und zonaler zentralpolarer Steuerung, in der zentralpolaren Steuerung über die exzentrische Anordnung in ein Doppeltief bzw. Dreiersystem und in drei verschiedenen Bildungsarten von meridionalen Dreiersytemen. Schließlich wird auch noch die jahreszeitliche Verteilung von Dreiersystemen, von exzentrischen Haupttiefkernlagen und zentralpolarer Steuerung, von Höhenrücken aus dem Pazifik, von Viertroglagen und von polaren Trögen nach Europa behandelt. Die Arbeit stellt einen bedeutungsvollen Beitrag zur Kenntnis von hemisphärischen Zusammenhängen in der Entwicklung atmosphärischer Zirkulationsvorgänge und ihrer Einflüsse auf das europäische Witterungsgeschehen und auf die Witterungsumbildungen dar und verdient daher besondere Beachtung.

F. Steinhauser, Wien.

Beitrag zum Problem der allgemeinen Zirkulation, insbesondere der mitteltroposphärischen Hochdruckgebiete der nördlichen Nordhemisphäre. Von M. Teich. (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 36.) Mit 76 Abb., 58 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1955. DM 25.—.

Der Verfasser befaßt sich in seiner Untersuchung zum Problem der allgemeinen Zirkulation vorwiegend mit den Hochdruckgebieten in der 500 mb-Fläche, für deren weltweite Betrachtung seit 1949 zirkumpolare Höhenwetterkarten der Nordhalbkugel die Grundlage bilden, und benutzt dabei als Unterlage zur Beurteilung der mittleren Druck- und Strömungsverhältnisse die Höhennormalkarten des U. S.-Weather Bureaus.

Im ersten Abschnitt werden die Hauptmerkmale dieser auf geopotentielle Dekameter umgezeichneten Normalkarten der Höhe der 500 mb-Fläche für die einzelnen Monate und für das Jahr diskutiert und dazu diese Karten selbst und ferner für die einzelnen Monate und für das Jahr Profile der 500 mb-Fläche längs der Breitenkreise von 30 bis 80° N, Meridianprofile der Breiten-

kreismittel der Höhe der 500 mb-Fläche und des Luftdrucks am Meeresspiegel, Jahresgänge der gesamthemisphärischen Zonalkomponente des geostrophischen Windes in der Höhe der 500 mb-Fläche und im Meeresspiegel in Isoplethendarstellungen, Jahresgänge der aus den Breitenkreismitteln berechneten Zonalindizes in Höhe der 500 mb-Fläche und des Meeresspiegels für die Breitenzonen 20 bis 35° N, 35 bis 55° N und 55 bis 70° N, der Jahresgang der Massenänderung der nordhemisphärischen Atmosphäre und der Höhe der 500 mb-Fläche und Isoplethendarstellungen der Jahresgänge der Breitenkreismitteldifferenzen von Monatsmittel minus Jahresmittel der Höhe der 500 mb-Fläche wiedergegeben. In der Beurteilung der Ursachen für die Lage der Tröge und Rücken im Höhendruckfeld kommt der Verfasser zu dem Schluß, daß der orographisch-dynamische Effekt für die Lage der größeren Tröge und Rücken von ausschlaggebender Bedeutung ist, daß aber ihre Intensität hauptsächlich von den thermischen Verhältnissen abhängt.

Im zweiten Abschnitt wird einleitend eine sehr übersichtliche Darstellung der verschiedenen neueren Theorien und Ansichten über die allgemeine Zirkulation besonders im Hinblick auf die Entstehungsursachen von Höhenhochdruckgebieten gegeben. Daran schließt eine allgemeine statistische Untersuchung der mitteltroposphärischen Hochdruckgebiete nördlich von 40° N mit Betrachtungen über ihre Persistenz, ihre Kinematik und über ihre aerologische Natur und ihre Funktion im Rahmen der allgemeinen Zirkulation an. Positionskarten der Kerne von mitteltroposphärischen Hochdruckgebieten in den einzelnen Monaten des bearbeiteten 5jährigen Zeitabschnittes lassen die Gebiete erkennen, wo eine Häufung solcher Hochdruckgebiete auf der nördlichen Halbkugel auftritt und andererseits auch die Gebiete, wo diese Hochdrucklagen selten oder gar nicht vorkommen. Der Wiedergabe statistischer Untersuchungsergebnisse dienen ferner Darstellungen der zonalen Häufigkeitsverteilung der mitteltroposphärischen Hochdruckgebiete in den einzelnen Monaten für drei Breitenzonen und der meridionalen Häufigkeitsverteilung dieser Druckgebilde, Hemisphärenkarten der Initialpositionen der mitteltroposphärischen Hochdruckgebiete von mehr als 5tägiger Dauer und ihrer Verbreitungsgebiete in den einzelnen Jahreszeiten, Darstellungen der zonalen Häufigkeitsverteilung dieser Hochdruckgebiete für vier Breitenzonen, Häufigkeitsverteilungen ihrer Lebensdauer, Hemisphärenkarten der Positionen mitteltroposphärischer Hochdruckgebiete mit einer Quasistationärität von fünf und mehr Tagen und Darstellungen der Abhängigkeit ihrer Häufigkeit von der geographischen Lage in verschiedenen Breitenzonen und Hemisphärenkarten der geographischen Lage und Andauer quasistationärer Hochs der 500 mb-Karte sowie der Zugrichtungen und Dauer sich verlagernder mitteltroposphärischer Hochdruckgebiete. Von den 216 mitteltroposphärischen Hochdruckgebieten von mindestens 5tägiger Persistenz im Zeitabschnitt 1949 bis 1953 dauerten 33 Prozent 5 bis 6 Tage, 29 Prozent 7 bis 9 Tage, 13 Prozent 10 bis 11 Tage, 19 Prozent 12 bis 18 Tage und 6 Prozent 19 bis 33 Tage. Quasistationäre Hochs traten im Winter 27, im Frühling 33, im Sommer 30 und im Herbst 17mal auf. Die Diskussion der statistischen Ergebnisse und der vertikalen Strömungsstruktur im Bereich selbstständiger Hochs der 500 mb-Karte sowie der Bewegungszustände der antizyklonalen mitteltroposphärischen Wirbel zeigt die Bedeutung der Hochdrucklagen für die gesamte allgemeine Zirkulation und ihre bevorzugte Konzentrierung auf bestimmte Gebiete der Nordhalbkugel. Diese sehr inhaltsreiche Arbeit stellt einen sehr bedeutungsvollen Beitrag zum Problem der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre dar.

F. Steinhauser, Wien

Day-to-Day Variations in the Tropopause. Von J. S. Sawyer. (Geophysical Memoirs: No. 92.) Mit 31 Textabb., 40 S. London: Her Majesty's Stationery Office. 1954. 5 s. net.

Die regelmäßigen hochreichenden Radiosondenaufstiege aus der Kriegs- und Nachkriegszeit geben Grundlagen zu statistischen Untersuchungen der Strukturänderungen der Tropopause, die einen tieferen Einblick in die Ursachen der Tropopausenänderungen von Tag zu Tag ermöglichen. Eine solche Untersuchung wurde in der vorliegenden Arbeit auf Grund von 6stündigen Karten der Topographie der Tropopause für den Monat Mai 1949 versucht. Das Beobachtungsmaterial von nur einem Monat kann naturgemäß noch keine allgemeingültige Schlußfolgerung erlauben, es ermöglicht aber doch die Feststellung verschiedener Typen des Verhaltens der Tropopause im Zusammenhang mit charakteristischen Wetterlagen. Es werden folgende Typen unterschieden: 1. Die Faltung der Tropopause 500 bis 700 Meilen vor einer Warmfront, wodurch bei einem Aufstieg im Bereich dieser Faltung scheinbar eine mehrfache Tropopause erscheint. Im Bereich der Faltung liegt meist der Jetstream. 2. Eine kurzlebige Okklusion einer Zunge der höheren Tropopausenschicht im Delta des Jetstream. 3. Tropopausentrichter mit einer Lebensdauer von 2 bis 7½ Tagen und sehr niedriger Tropopausenhöhe, die meist mit einem Trog in der 300 mb-Fläche in Verbindung stehen. 4. Die Neubildung der Tropopause in einem anderen meist tieferen Niveau mit Höhenänderungen um 20 bis 40 mb bei Änderung der potentiellen Temperatur um 10 bis 20° F. Diese Entwicklungen scheinen mit der synoptischen Bodenkarte in keinem Zusammenhang zu stehen. 5. Fälle mit kleineren Diskontinuitäten in der Tropopause, geblätterte Tropopause, mit 1 bis 2 Tage Dauer.

Die wesentlichen Merkmale der einzelnen Typen werden in Kartenbeispielen und in Aufstiegsdiagrammen gezeigt und im Zusammenhang mit den Strömungsverhältnissen diskutiert. Im allgemeinen scheint die Tropopause als materielle Fläche, in die allgemeine Luftströmung eingebettet, sich mit dieser zu bewegen. Die Höhenänderungen der Tropopause an einem Ort scheinen zur Hälfte durch horizontale Advektion und zur Hälfte durch vertikale Bewegungen erklärt. Durch die kontinuierliche zeitliche Verfolgung der Änderungen der Tropopause gibt diese Untersuchung sehr wertvolle Einblicke in die Entwicklungen an der Grenze zwischen Tropo- und Stratosphäre.

F. Steinhauser, Wien.

Variation of Wind with Time and Distance. Von C. S. Durst. (Geophysical Memoirs: No. 93.) Mit 8 Textabb., 32 S. London: Her Majesty's Stationery Office. 1954. 4 s. 6 d.

Es ist ein für die Praxis und vor allem für die Anwendung im Flugwetterdienst wichtiges Problem, zu beurteilen, inwieweit die Beobachtungen einzelner Höhenwindmeßstellen in räumlicher oder in zeitlicher Hinsicht repräsentativ sind und in welchem Ausmaß sie in beiden Hinsichten Änderungen unterworfen sind. In der vorliegenden Arbeit werden diese Fragen dadurch untersucht, daß vor allem für Großbritannien, aber auch für andere Gebiete, versucht wird, Beziehungen zwischen den Ergebnissen verschiedener Höhenwindmeßstellen auf Grund der Berechnung von Vektor-Korrelationskoeffizienten und von Vektor-Korrelationsgleichungen festzustellen. Das mathematische Verfahren wird in der Einleitung erläutert.

Es wird über Untersuchungen kurzzeitiger Änderungen von sechs Minuten bis einigen Stunden zusammenfassend referiert und über die eigenen Untersuchungen der Windänderungen in 6-, 12-, 18-, 24- und 48stündigen Intervallen berichtet. Die aus den Ergebnissen der Radiowindbeobachtungen abgeleiteten zeitlichen Vektor-Korrelationskoeffizienten ändern sich mit der Höhe bis 50.000 Fuß nicht viel; sie nehmen mit von 6 auf 48 Stunden ansteigenden Zeitintervallen nahezu linear von 0,88 auf 0,35 ab. Ein Diagramm zeigt die wahrscheinliche Vektoränderung des Windes bis 60.000 Fuß Höhe in Abhängigkeit von der Zeit (bis 30 Stunden-Intervalle) und vom Ort (bis zu Entfernungen von 500 Meilen). Im 500 mb-Niveau ist die Streuung der Windänderung in der Zeit von Mittag bis Mitternacht größer als in der Zeit von Mitternacht bis Mittag; dementsprechend ist die Streuung der Änderungen der Druckgradienten während der Nacht größer als tagsüber.

Auch die Abhängigkeit der Beziehungen zwischen Windbeobachtungen an verschiedenen Orten von ihrer Distanz wird durch die Abnahme der Korrelationskoeffizienten mit zunehmender Entfernung dargestellt. Dabei zeigt sich, daß sowohl in räumlicher wie auch in zeitlicher Beziehung die Korrelationskoeffizienten in den Tropen kleiner sind als in außertropischen Breiten, was besagt, daß Windbeobachtungen in den Tropen weniger repräsentativ sind als in den außertropischen Gebieten. Die Ableitung des Korrelationskoeffizienten für die Beziehung des mittleren Windes einer Flugstrecke zu den Höhenwindbeobachtungen einzelner Stationen gibt die Möglichkeit zur Extrapolation von Beobachtungen einzelner Stationen mit Hilfe von Regressionsgleichungen und zur Abschätzung der dabei gemachten Fehler in Abhängigkeit von der Länge der Strecke und von der Zahl und Lage der Beobachtungsstationen. Als Beispiele für die praktische Anwendung der Regressionsgleichungen werden Berechnungen des wahrscheinlichen Windes für eine Folgezeit und die Vorhersage des Streckenwindes gezeigt.

F. Steinhauser, Wien.

The Theory of Homogenous Turbulence. Von G. K. Batchelor. (Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics.) Mit 29 Textabb., XI, 197 S. Cambridge: University Press. 1954. 25 s.

Es unterliegt wohl kaum einem Zweifel, daß die Theorie der Turbulenz eines der schwierigsten aber auch eines der interessantesten Kapitel der theoretischen Physik, bzw. der angewandten Mathematik darstellt. Es darf daher nicht wundernehmen, daß viele Versuche der mathematischen Behandlung turbulenter Prozesse zunächst erfolglos blieben und daß erst in den letzten 10 bis 15 Jahren diesbezüglich bedeutende Fortschritte erzielt werden konnten, so daß nunmehr die reine Theorie Licht auf die seit der Entdeckung der Turbulenz im vorigen Jahrhundert experimentell gewonnenen Resultate wirft und die im Laboratorium erforschten Zusammenhänge in ihrer physikalischen Bedeutung klarer erkennen läßt. Wenn auch die moderne theoretische Entwicklung noch nicht zu einem endgültigen Abschluß gelangt ist, scheint es sehr wünschenswert, die bisher erreichten Ergebnisse in zusammenfassender Darstellung einem weiteren Kreis von Interessenten an der Turbulenzforschung zugänglich zu machen. Dazu gehören nicht zuletzt auch die Meteorologen und Ozeanographen. In der vorliegenden Monographie ist von berufener Seite dieser Versuch unternommen und erfolgreich durchgeführt worden. Allerdings wird — wie dies bereits im Titel zum Ausdruck kommt — nur die (streng genommen idealisierte) homogene Turbulenz behandelt, bei der die die Geschwindigkeitsverteilung beschreibenden Wahr-

scheinlichkeitsgesetze als unabhängig vom Ort vorausgesetzt werden. Nur in diesem Fall ist überhaupt eine theoretische Behandlung möglich, wie dem mit der Materie weniger vertrauten Leser beim Studium des Buches bald klar wird. Im überwiegenden Teil des Buches wird überdies zu weiteren Vereinfachungen der Ansätze noch Isotropie vorausgesetzt. Der Verfasser verliert jedoch an keiner Stelle den Boden des Realen und ergibt sich nicht nur reinen theoretischen Spekulationen, sondern weist immer wieder darauf hin, wie der mathematisch idealisierte Fall homogener isotroper Turbulenz im Experiment mit großer Näherung verwirklicht werden kann, so daß einer Überprüfung der theoretischen Resultate nichts entgegensteht. Natürlich zeigt sich der Erfolg der Theorie in erster Linie bei Laboratoriumsversuchen im Windkanal, während die den Meteorologen interessierenden atmosphärischen Turbulenzprozesse sich wohl nicht immer in das einfache Schema der homogenen isotropen Turbulenz werden einordnen lassen. In diesem Zusammenhang ist auch zu erwähnen, daß in dem Buch stets von der Euler-Darstellung der Bewegungsgleichungen ausgegangen wird und nirgends die Lagrangesche Betrachtungsweise Verwendung findet, so daß auch die in der Meteorologie besonders wichtigen Diffusionsprobleme keine Behandlung erfahren.

Das Buch ist in acht Kapitel unterteilt, in denen es der Verfasser mit großem Geschick versteht, den Leser von der streng formulierten Problemstellung über die mathematischen Methoden zur Beschreibung des Turbulenzfeldes zu den schwierigen Aufgaben der Dynamik zu führen. Natürlich erwarte der nicht entsprechend geschulte Leser keine leichte Lektüre! Gewisse Kenntnisse der höheren Mathematik, der theoretischen Statistik, der Tensorrechnung usw. sind unerläßliche Voraussetzung für ein richtiges Verständnis der Ausführungen. Sind jedoch diese Vorbedingungen vorhanden, so wird man sich ruhig der Führung des Verfassers anvertrauen können, um die eleganten mathematischen Darstellungen des Turbulenzfeldes — sei es die statistische Beschreibung des Geschwindigkeitsfeldes oder dessen Analyse durch Fourier-Reihen — verstehen zu lernen und über die Behandlung der kinematischen und dynamischen Eigenschaften der homogenen Turbulenz zu der bekannten Hypothese des statistischen Gleichgewichtes von A. N. Kolmogoroff zu gelangen, die den früher mehr aus rein rechnerischen Erwägungen heraus an den Gleichungen angebrachten Vereinfachungen eine physikalisch begründete Stütze und Rechtfertigung verleiht und speziell nach dem zweiten Weltkrieg zu einer großen Reihe von Arbeiten in dieser Richtung Anlaß gab. Natürlich finden auch die von anderen Autoren, insbesondere von C. F. v. Weizäcker, unabhängig von Kolmogoroff entwickelten Vorstellungen gebührenden Raum.

In den beiden letzten Kapiteln beschäftigt sich der Verfasser mit dem Verbrauch der Turbulenzenergie und der speziellen Form der Wahrscheinlichkeitsverteilungen des Geschwindigkeitsfeldes, wobei hier besonders viel auf die entsprechenden experimentellen Ergebnisse hingewiesen wird, zumal die Theorie in dieser Hinsicht noch nicht so weit fortgeschritten ist, wie im Stadium des statistischen Gleichgewichtes. Eingehend wird hier auch die Heisenbergsche Theorie des quasi-statistischen Gleichgewichtes diskutiert.

Abschließend müssen wir betonen, daß es dem Verfasser zweifellos gelungen ist, in knapp 200 Seiten eine abgerundete in sich geschlossene Darstellung des schwierigen Gegenstandes zu geben, für die ihm alle an dem Problem der Turbulenzforschung Interessierten zu großem Dank verpflichtet sein müssen.

H. Reuter, Wien.

Theoretische Hydromechanik. Von N. J. Kotschin, I. A. Kibel, N. W. Rose. Band II. Mit 156 Textabb., VIII, 569 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1955. DM 48.—.

Es ist sehr erfreulich, daß nun das große russische Werk über die theoretische Hydromechanik durch die rasche Folge des II. Bandes vollständig in deutscher Übersetzung vorliegt. Auch dieser Band hat den Vorzug, daß er nicht nur eine moderne Gesamtdarstellung des Stoffgebietes bringt, sondern auch wieder mit sonst schwer zugänglichen Forschungsergebnissen russischer Physiker bekannt macht.

Der erste Teil behandelt die theoretischen Grundlagen der Gasdynamik u. zw. stationäre Bewegungen als ebenes Problem für Über- und Unterschallgeschwindigkeiten, stationäre Bewegungen als räumliches Problem und nichtstationäre Bewegungen bis zur Explosion.

Der zweite Teil ist den Bewegungen zäher inkompressibler und kompressibler Flüssigkeiten gewidmet. Auf Grund der allgemeinen Bewegungsgleichungen für zähe Flüssigkeiten werden deren notwendige Verwirbelung, die aus den Randbedingungen gefolgert wird, die Wirbeldiffussion (mit einer Diskussion der Anwendung auf die Verhältnisse in der Atmosphäre) und die Energiedissipation, die Ähnlichkeitsgesetze und die Wärmeflußgleichung abgeleitet. Es werden ferner die exakten Lösungen der Bewegungsgleichungen für die Fälle entwickelt, wo diese möglich sind. Dabei wird auch die Anwendungsmöglichkeit auf die Entstehung von Meeresströmungen unter der Einwirkung des Windes diskutiert. Weiters werden Näherungslösungen der Bewegungsgleichungen einer zähen Flüssigkeit für kleine Reynoldsche Zahlen, wo die Trägheitskräfte gegenüber den Zähigkeitskräften sehr klein sind — (dazu gehören die schleichenden Bewegungen; auch die Anwendungsmöglichkeit auf den Fall von Wassertropfen in der Luft wird diskutiert) — und Näherungslösungen bei großen Reynoldschen Zahlen, wo die Zähigkeitskräfte gegenüber den Trägheitskräften klein sind, abgeleitet. Zu letzteren gehören die Fälle, wo die Hauptwirkung der Zähigkeitskräfte an den die Flüssigkeit begrenzenden Wänden auftritt, und die in der Grenzschicht-Theorie erfaßt werden. Ihre Grundlagen sowie Näherungsmethoden der Grenzschicht-Theorie für inkompressible und kompressible Flüssigkeiten und die Bedingungen für eine Grenzschichtablösung werden ausführlich dargestellt. Schließlich werden die Grundgleichungen der Theorie verschwindender Zähigkeit abgeleitet und auf Beispiele angewendet.

Der letzte Abschnitt ist der Darstellung der Elemente der Turbulenztheorie gewidmet. Es wird untersucht einerseits, unter welchen Bedingungen und in welcher Weise Turbulenz auftritt, und andererseits auch die bereits ausgebildete turbulente Strömung selbst. Dabei werden auch Anwendungen auf meteorologische Probleme gebracht.

Ein der deutschen Ausgabe angefügter Anhang betrifft die Theorie winderzeugter Meeresströmungen. Die theoretischen Ableitungen sind außerordentlich klar entwickelt. Die Ausstattung des Buches ist sehr gut. Das nun vollständig vorliegende Werk wird nicht nur für Physiker, Hydrodynamiker und Techniker, sondern auch für den theoretischen Meteorologen und Geophysiker von Interesse und Nutzen sein.

F. Steinhauser, Wien.

Meteors. Proceedings of a Symposium of Meteor Physics. Herausgegeben von T. R. Kaiser. („Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics": Special Supplement, Band II.) Mit zahlreichen Textabb., VII, 204 S. London: Pergamon Press Ltd. 1955. 55 s. net.

Die Beobachtung und Erforschung der Meteore und der mit diesen in Zusammenhang stehenden Erscheinungen hat sich in jüngster Zeit über das rein astronomische Interesse hinaus zu einem sehr bedeutungsvollen und wichtigen Hilfsmittel zur Erforschung des Aufbaus und der Vorgänge in den hohen und höchsten Atmosphärenschichten entwickelt. Die Arbeiten auf diesem Gebiet und die angewandten Forschungsmethoden sind heute sehr spezialisiert und die Interessen, die ihnen entgegengebracht werden, sehr vielfältige. Es ist daher ein guter Gedanke gewesen, die damit befaßten Forscher zu einem Gedankenaustausch, der einen Überblick über den neuesten Stand der gewonnenen Erkenntnisse und der angewandten Beobachtungsverfahren geben und eine Koordinierung und Ausrichtung der weiteren Forschung ermöglichen sollte, zusammenzurufen. Dieses Symposion fand im Juli 1954 auf der Jodrell Bank Experimental Station statt und stellte besonders die Probleme der Meteorphysik in den Vordergrund. Es ist sehr dankeswert, daß die dort gehaltenen 39 Vorträge in dem vorliegenden Band allgemein zugänglich gemacht wurden.

Die Grundlage und Vorbedingung für die Deutung der Meteorbeobachtungen und für ihre Auswertung für Probleme der hohen Atmosphäre bildet die Kenntnis der Natur der Meteorstrahlung und ihrer Spektren, der Leucht- und Ionisierungswirkung, der physikalischen Prozesse des Wärmeübergangs und der Ablationsvorgänge an Meteoren, der Kollisionsprozesse von größeren Teilchen und Atomen, der Massen und der Struktur der Meteore und der Bedingungen der Reflexion von Radiowellen von Meteorschweifen, wofür in mehreren Vorträgen Theorien und Beobachtungsergebnisse mitgeteilt werden.

Die Beiträge der Meteorbeobachtungen und ihrer Analysen zur Erforschung der Atmosphäre betreffen den Anteil von Meteormaterial an der atmosphärischen Absorption, den Dichtegradienten der Luft, die aus Radio-Echobeobachtungen von Meteoren abgeleitete Druckverteilung und den jährlichen und täglichen Gang der Höhenänderung bestimmter Druckflächen, die mit Radio-Echobeobachtungen festgestellte Windverteilung in 80 bis 100 Kilometer Höhe (vorherrschend Westwinde im Sommer und Winter und Ostwinde im Frühling und Herbst) und ihrer jährlichen und täglichen Gänge (große halbtägige Schwankung) und den Einfluß der Meteorionisation auf die sporadische E-Schicht, auf die nächtliche E-Schicht und auf die Ionisierung der E-Schicht überhaupt. Vom geophysikalischen Gesichtspunkt verdienen auch die Ausführungen über den Ursprung des Zodiakallichtes und über die diffuse Materie im interplanetaren Raum Interesse. Auch über das Programm von Meteorbeobachtungen im internationalen geophysikalischen Jahr wird berichtet. Dabei werden unter anderem besonders die Bedeutung der Meteore für die nächtliche Ionisation der E-Schicht, die Windbeobachtungen in der Ionosphäre durch Bestimmung der Verlagerung ionisierter Meteorwolken und auch ein möglicher Zusammenhang zwischen Meteorschauern und Starkregenfällen Beachtung finden.

Wie aus der vorstehenden Übersicht zu erkennen ist, enthält das vorliegende Buch neben den allgemein meteor-astronomischen Beiträgen auch sehr viel, was für den Geophysiker von großem Interesse ist.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38
Druck: Carl Ueberreuter in Wien

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 125 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon U 26 5 60 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN I

Soeben erschien:

Die Maßsysteme in Physik und Technik

Kritische Untersuchung der Grundlagen zur Aufstellung einwandfreier Maßsysteme und Vergleich der bestehenden Systeme in Physik und Technik

Von

Dipl.-Ing., Dr. techn. Günther Oberdorfer

o. ö. Professor an der Technischen Hochschule Graz

VI, 140 Seiten. G.-8°. 1956

Steif geheftet S 96.—, DM 16.—, sfr. 16.30, $ 3.80

Die Maßsystemfrage gewinnt immer mehr an Bedeutung, seitdem die nationalen und internationalen Verbände eine weitgehende Vereinheitlichung und Gleichschaltung versuchen. Viele der aufgeworfenen Fragen sind dabei noch unklar, bzw. von den Beteiligten in ihren physikalischen Grundlagen nicht erkannt oder durch historische Entwicklung in falsche Bahnen gekommen. Das vorliegende Buch zeigt die natürlichen und determinierten Bedingungen zur Bildung richtiger und brauchbarer Maßsysteme auf und wendet sich dabei an alle Kreise der praktischen und theoretischen Technik und Physik. Es wird versucht, das Problem aller Spekulationen zu entkleiden und die klaren physikalischen Grundlagen und Notwendigkeiten herauszustellen, die allein zu einer einfachen, dauernden und befriedigenden Lösung des Fragenkomplexes führen können. Diese kann nicht über vermeintliche Zweckmäßigkeiten, sondern nur durch die physikalisch aufgezwungenen Erfahrungen gefunden werden.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Astronautica Acta

Herausgegeben von

W. v. Braun, Huntsville/Ala., A. Eula, Roma, J. M. J. Kooy, Breda, F. I. Ordway, III, New York, E. Sänger, Stuttgart, K. Schütte, München, L. R. Shepherd, Chilton, J. Stemmer, Baden/Schweiz

Schriftleitung: **F. Hecht,** Wien

Die Zeitschrift erscheint vierteljährlich

Jahresbezugspreis S 216.—, DM 36.—, sfr. 37.20, $ 8.60

Mitglieder der International Astronautical Federation (IAF) bzw. deren Mitgliedsgesellschaften können die Zeitschrift als Organ der IAF zu einem um 20% ermäßigten Preis beziehen.

Zuletzt erschien:

Heft 1/1956. Inhalt: **Ehricke, K. A.,** Aero-Thermodynamics of Descending Orbital Vehicles. — **Hitchcock, F. A.,** Some Considerations in Regard to the Physiology of Space Flight. — **Winterberg, F.,** Relativistische Zeitdilatation eines künstlichen Satelliten. — **Krause, H. G. L.,** Relativistische Raketenmechanik. — **Kaeppeler, H. J.,** Zur Verwendung von Kernenergie für Staustrahltriebwerke. — **Durant, F. C. III.,** Statement. — Buchbesprechungen.

Ab Heft 4/1955 erscheinen in den Astronautica Acta die Veröffentlichungen von Professor S. F. Singer, University of Maryland, U.S.A., über das von Präsident Eisenhower angekündigte Satellitenprojekt der Vereinigten Staaten

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

herausgegeben von

Fritz Regler, Wien, und Hans Thirring, Wien

Schriftleitung: **Paul Urban,** Graz

Zuletzt erschien:

Band 10, Heft 1–2. (Abgeschlossen im Januar 1956). Mit 61 Textabbildungen. 168 Seiten. 1956. S 234.—, DM 39.—, sfr. 40.—, $ 9.30

Inhalt: **Hörl, E.** und **F. Stangler,** Feldelektronenmikroskopische Schirmbilder bei Anwesenheit organischer Dämpfe im Versuchsrohr. — **Braun, G.,** Zur Methode der stationären Phase. — **Krzywoblocki, M. Z. v.** and **G. Shinosaki,** On Drag of Some Bodies in Free Molecule Flow. — **Schneider, W. H.,** Die Plasma-Kenngrößen einer Quecksilber-Niederdruck-Entladung mit mehreren Elektronengruppen. — **Hittmair, O.,** Winkelkorrelationen. — **Melan, E.,** Wärmespannungen bei der Abkühlung einer Kugel. — **Penfield, R. H.** and **H. Zatzkis,** On the Determination of the Equations of Motion from a General, Covariant, Non-linear Field Theory by the Approximation Method of Einstein, Infeld and Hoffman. — **Kassecker, T.** und **P. Urban,** Über die Berechnung von Kernmomenten nach dem Schalenmodell. — **Herglotz, H.** und **E. Deimel,** Über die Abhängigkeit des Röntgenspektrums von der chemischen Bindung. — **Roth, H.,** Pressure Distribution on a Wall under Impact of a Subsonic Gas Jet. — **Haefer, R.,** Zur experimentellen Prüfung der wellenmechanischen Theorie der Feldelektronenemission. — Buchbesprechungen.